Thermohydraulische Analyse eines neuen Schnellen Brüter Kerns mit offenen Brennelementen im Hinblick auf das Störfallverhalten

Dissertation

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Heiner Bente

aus Bochum

Bochum 1983

UNIV.
LEIDEN
KERK.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0043

Thermohydraulische Analyse eines neuen Schnellen Brüter Kerns mit offenen Brennelementen im Hinblick auf das Störfallverhalten

Dissertation

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Heiner Bente

aus Bochum

Bochum 1983

Dissertation eingereicht am : 22. Juni 1983

Tag der mündlichen Prüfung : 2o. Juli 1983

Referent : Prof.Dr.rer.nat. A. Ziegler

Korreferent : Prof.Dr.-Ing. H. Kremer

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Reaktortechnik im Institut für Energietechnik der Ruhr-Universität Bochum.

Herrn Prof.Dr.rer.nat. A. Ziegler,dem Inhaber des Lehrstuhls für Reaktortechnik,danke ich für die Anregung zu dieser Studie, für sein konstruktives Interesse und besonders für den großzügigen Freiraum zu eigener Initiative.

Herrn Prof.Dr.-Ing. H. Kremer gilt mein Dank für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn Dipl.-Ing. M. Basler möchte ich für die intensive und fruchtbare Zusammenarbeit bei der Erstellung gemeinsamer Grundlagen danken.

Ferner danke ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die Beratung und Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit.

Bochum,August 1983

Heiner Bente

Übersicht

I Offener Kern

Einführung in das Konzept der Studie

- Energiewirtschaftliche Situation des Schnellen Brüters
- Weiterentwicklung im Sinne des "offenen" Kerns
- Konstruktive und neutronenphysikalische Ausgangsbasis
- Wissenschaftliches Umfeld und Zielsetzung dieser Studie

II Theoretisches Fundament

- Überblick
- Quasi-Kontinuum Modell
- Anwendung des Modells auf ein Brennstabgitter
- Anisotrope Widerstandshypothese
- Stromfunktion und Wirbeltransportgleichung
- Präzises Druckberechnungsmodell
- Zweiphasiges Natriumsiedemodell für Brennstabbündel
- Zusammenfassung

III Numerische Lösung

- Randbedingungen
- Lösungsverfahren generell
- Hydrodynamische Lösung
  (i) Stromfunktionsgleichung
  (ii) Wirbeltransportgleichung
- Thermodynamik Lösungsverfahren
- Druckberechnung

IV Einige Ergebnisse der Auslegung

- Daten und Auslegungskriterien
- Erfahrungen aus Parameterstudien
- Definition einer Referenzkonfiguration

V Analyse der Einleitungsphase im LOF-Störfall

- Verhalten des Primärkreislaufs bei LOF
- Einphasige Ergebnisse im Vergleich zum SNR
- Verwendung von NATOF für den offenen Kern
- Natriumsieden und Bewertung

VI Aspekte der Qualitativen Störfallanalyse

- Sicherheitsniveau und Stand der Störfallanalyse des Schnellen Brüters
- Strukturierter Phasenablauf und abweichende Charakteristika des offenen Kerns

VII Schlußfolgerungen und Perspektiven

Literaturreferenzen

Abkürzungen

ANWA		Ausfall der Nachwärmeabfuhrsysteme
BE		Brennelement
BNR		Brennstoff-Natrium Reaktion
BR		Brutrate
COMMIX	/1o/	amerikanischer Computer-Code zur thermo-hydraulischen Analyse
CPU		Zentraleinheit (central processing unit)
DGL		Differentialgleichung
DWR		Druckwasserreaktor
FTCS		numerische Methode (forward time centered space)
IABE		Integriertes Absorber/Brennelement
LANL		Los Alamos National Laboratory
LMFBR		Liquid Metal Fast Breeder Reactor
LOF		Kühlmitteldurchsatzstörfall (loss of flow)
Mark Ia		Kernentwurf für den Schnellen Brüter in Kalkar
MIT		Massachusetts Institute of Technology
NATOF	/14/	amerikanischer Computer-Code zum Natrium-Sieden
PPS		Propagationsstörfall
SAS	/ 1 /	deutsches Programmsystem zur Störfallanalyse einzelner Brennelemente
SIMMER	/ 7 /	amerikanischer Computer-Code zur Störfallanalyse des gesamten Reaktorkerns
SNR		Schneller Natriumgekühlter Reaktor
SNR-3oo		Deutscher Prototyp in Kalkar
TOP		Reaktivitätsstörfall (transient overpower)
UKDS		Unzureichender Kühlmitteldurchsatz
UNVT		Kühlmittelverlust und Ausfall der Nachwärmeabfuhr bei abgeschaltetem Reaktor
URZ		Unkontrollierte Reaktivitätszufuhr
UWVA		Unzureichende Wärmeabfuhr

Nomenklatur

a	Temperaturleitfähigkeit
A, A_x	Oberfläche, in x-Richtung orientiert
A_{fs}, A_{sf}	Fluid-Struktur Berührungsfläche
C	Courant-Zahl
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität
d	Stabdurchmesser
d_h	hydraulischer Durchmesser
e	innere Energie, spez.
h	Enthalpie, spez.
H	Kernhöhe
$\underline{g}$	Schwerebeschleunigung
k	Wärmedurchgangskoeffizient
$\dot{m}$	Massenstrom
$\underline{n}$	Normalenvektor
Nu	Nusselt-Zahl
Pe	Peclet-Zahl
p	statischer Druck
P_{th}	thermische Leistung
q	Wärmestromdichte
$\dot{Q}$	Leistungsdichte
r	Radius
R	Kernradius
Re	Reynolds-Zahl
$\underline{R}$	Widerstandsfunktion für Strömung durch poröses Medium
R_p	Pelletradius
R_{st}	Stabradius
s	Mittenabstand
S	Quellterm
T	Temperatur
t	Zeit
u	Radialkomp. der Strömungsgeschwindigkeit
v	Axialkomp. " "
V	Volumen
$\underline{w}$	Vektor der Strömungsgeschwindigkeit
x	Ortskoordinate
z	axiale Ortskoordinate

Griechische Symbole

α	volumetrischer Dampfgehalt
α	relativer Anteil der direkt im Fluid erzeugten nuklearen Leistung
$\alpha_{Doppler}$	Reaktivitätskoeffizient der Dopplerrückwirkung
α_{Void}	Reaktivitätskoeffizient der Void (Blasen-) bildung
β	Maschenverhältnis $\Delta z/\Delta r$
γ, γ_V	Volumenporosität
γ_A	Oberflächenporosität
δ	Dirac-Funktion
ϵ_{psi}	Konvergenzmaß
ϵ_γ	relativer Porositätssprung
Φ	Dissipationsleistung
Ψ	Stromfunktion
η	Wirbelfunktion
ρ	Dichte
λ	Wärmeleitfähigkeit
τ	Zeitkonstante
$\underline{\underline{\tau}}$	Scherspannungstensor
ϑ	Winkel bei Schräganströmung des Stabgitters
θ	Heaviside-Funktion
ω	Drehzahl
ω	numerischer Relaxationsparameter
ζ	Widerstandsbeiwert

Indices

i,j	zyklische Indices der räumlichen Koordinaten
i,j	Diskretisierung in radialer und axialer Richtung
n,k	Iterationsschritt (Zeitschritt-) indizierung
f	spezifisch für das Fluid
s	spezifisch für die Struktur
v	vapour
l	liquid
r,z	radial,axial
$\rightarrow$	horizontal : quer zur Stabachse
$\uparrow$	vertikal : parallel zur Stabachse

Übersicht

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen einer übergreifenden Studie entstanden,die der Lehrstuhl für Reaktortechnik zur Weiterentwicklung Schneller Brüter langfristig verfolgt.

Energiewirtschaftliche Bedeutung einerseits,aber derzeit noch nicht konkurrenzfähige Wirtschaftlichkeit andererseits, motivieren die Unternehmungen zur System-Verbesserung,um Vorteile Schneller Brutreaktoren sinnvoll nutzbar zu machen.

Das bearbeitete Konzept ist als sogenannter offener Kern im wesentlichen durch den Verzicht auf Brennelementkästen gekennzeichnet.
Zur Verdeutlichung der konzeptbedingten Eigenschaften wurde eine Anordnung gewählt,die weitestgehend mit dem SNR-3oo als Referenzkern vergleichbar ist.

Eine konstruktive und neutronenphysikalische Grundvorstellung ist Ausgangspunkt der Studie.Daraus resultierende Vorteile etwa hinsichtlich des einzusetzenden Plutoniuminventars und der Brutrate wurden nachgewiesen.Die erhofften wirtschaftlichen Vorteile sind somit absehbar.

Zwei weitergehende Fragen rückten zur Beurteilung des Konzepts dann in den Vordergrund:

- ist die thermohydraulische Auslegung nach Wegfall der Brennelementkästen durch eine neu zu entwickelnde Strömungsführung des Natriums noch realisierbar?

- wie verändern sich Sicherheitseigenschaften und das Störfallverhalten?

Gemeinsame Grundlagen dieses Komplexes wurden zusammen von BASLER und dem Verfasser erarbeitet.
BASLER bezieht sich vorwiegend auf die stationäre thermohydraulische Auslegung sowie Untersuchungen,die Strömung im engen Brennstabgitter auch mikroskopisch zu erfassen.

Schwerpunkte der vorliegenden Untersuchung liegen in

- der Erstellung eines neuen Modells zur Behandlung der Thermohydraulik speziell in einem offenen Stabgitter
- einem entsprechenden numerischen Lösungsalgorithmus insbesondere hinsichtlich
- der Analyse zur Einleitungsphase eines exemplarischen schweren hypothetischen Störfalls
- sowie der konzeptuellen Bewertung des Störfallrisikos insgesamt.

Zur Analyse des offenen Kerns gab es zugeschnitten auf die Bedürfnisse,eine Querströmung im Stabgitter zuzulassen,keine Möglichkeit,auf bewährte Analysemethoden zurückzugreifen. Vielmehr mußte die sogenannte Quasi-Kontinuum Modellvorstellung für die Anforderungen des offenen Kerns theoretisch formuliert und zur numerischen Lösung aufbereitet werden.

Natrium-Sieden ist das dominante Phänomen der frühen Störfallphasen.Die Besonderheit des offenen Kerns ist darin zu sehen,daß auch die Ausdehnung einer Natrium-Dampfblase einen weiteren Freiheitsgrad besitzt.Außerdem kann inkohärentes Aufsieden einzelner Brennelemente nicht erwartet werden. Mit Hilfe eines amerikanischen Codes NATOF,der auch eine Form des Quasi-Kontinuums verwendet,werden Aspekte des Siedens in einer offenen Anordnung herausgearbeitet.

In der abschließenden Risikobewertung wird eine Qualitative Störfallanalyse im Vergleich zum Referenzkern des SNR-3oo diskutiert.

Offener Kern
Einführung in das Konzept der Studie

- Energiewirtschaftliche Situation des Schnellen Brüters
- Weiterentwicklung im Sinne des offenen Kerns
- Konstruktive und Neutronenphysikalische Ausgangsbasis
- Wissenschaftliches Umfeld und Zielsetzung dieser Studie

Energiewirtschaftliche Situation des Schnellen Brüters

Steigender globaler Energiebedarf angesichts gegenläufiger Verknappung der Ressourcen - insbesondere der konventionellen - verschärft die Situation am Weltenergiemarkt.Dies gilt umso mehr,als der Kohle und dem Öl zunehmend Bedeutung als Rohstoff zuwächst,eine Verwendung zur Stromerzeugung deshalb in den Hintergrund treten sollte.

Der Kernenergie kommt mittel- bis langfristig entscheidende Bedeutung in der Deckung des Energiebedarfs zu.Auch hier ist jedoch eine Begrenzung der Vorräte des thermisch spaltbaren Uran-Isotops ^{235}U,wie es herkömmliche Leichtwasserreaktoren in angereicherter Form verwenden,bereits abzusehen.Eine langfristige Deckung ist auch auf diesem Wege in Frage gestellt.

Wie in der Erdölförderung ist auch im Uranerzbergbau die zunehmende Ausbeutung qualitativ minderwertiger Vorkommen erforderlich.Dies bringt unverhältnismäßig hohe Kosten und Umweltbelastungen mit sich.

In einem Ausweg aus dieser Situation liegen die Möglichkeiten und die große Bedeutung des Schnellen Brüters für die zukünftige Energieversorgung.Wesentliche konzeptuelle Vorteile stützen die Argumentation:

- Brüter werden im Uran-Plutonium Zyklus betrieben;sie nutzen Plutonium aus Reaktoren als Spaltstoff,verwenden es also wieder und entschärfen so gleichzeitig die sonst gravierende Entsorgungsfrage.

- sie nutzen das zu 99.3 % in der Natur vorhandene ^{238}U als Brutstoff.Sie sind daher ohne Vorratsprobleme,denn in der Form des Verfahrensgases UF_6 ist es heute Abfallprodukt in Anreicherungsanlagen.

- "Brüter" erzeugen mehr Spaltstoff,als sie verbrauchen. Der Brutgewinn bestimmt Verdopplungszeiten für das Spaltstoffinventar.

Diesen Gründen steht jedoch heute eine Kostensituation gegenüber,die keineswegs eine konkurrenzfähige Wirtschaftlichkeit zuläßt.Die zentrale Frage betrifft also die wirtschaftliche Vertretbarkeit.Gerade die deutschen Erfahrungen mit dem Prototyp SNR-3oo in Kalkar lassen nur die Schlußfolgerung zu,daß Stromgestehungskosten auf dem günstigen Niveau bisheriger Leichtwasserreaktoren unerreichbar sind. Zur Erklärung dieser überhöhten Anlagekosten reicht es sicher nicht aus,lediglich auf prototyp-bedingte Mehrkosten zu verweisen.Vielmehr muß wohl auch nach systemtechnischen Ursachen geforscht werden.
Tritt doch der angeführte Vorteil des Brutgewinns bisher so wenig hervor,daß hohe Verdopplungszeiten unvermeidbar sind. Tatsächlich ist aber die Verdopplungszeit maßgebend für die Zeiträume,in denen die Brütertechnik einen erheblichen Anteil an der Stromversorgung übernehmen kann.Verdopplungszeiten unter zehn Jahren wären dazu notwendig.

Ohnehin weist der natriumgekühlte Schnelle Brüter anlagentechnische Charakteristika auf,die bezogen auf den LWR höhere Kosten bedingen.Natrium ist wegen seiner chemischen Eigenschaften nur mit wesentlich mehr Aufwand zu handhaben als Wasser.Zusätzlich erfordert die Aktivierung des Natriums einen Zwischenkühlkreislauf.ZIEGLER /29/ schätzt diese Anlagekosten auf das 1.2 - 1.4 fache eines vergleichbaren Leichtwasserreaktors.

Für wirtschaftliche Verbesserungen sollte nach systemimmanenten Änderungen gesucht werden,die ohne Verschlechterung der Sicherheitseigenschaften eine eindeutige Realisierung der konzeptuellen Vorteile mit sich bringen.

Weiterentwicklung im Konzept des offenen Kerns

Der hier beschrittene Weg zu Systemverbesserungen bezieht sich auf den Reaktorkern selbst.Bisher werden Brenn- und Brutelemente in sechseckigen Stahlkästen eingesetzt.Der offene Kern wird durch den Verzicht auf solche Brennelementkästen charakterisiert.Dies erscheint konstruktiv realisierbar und mit einigen Vorteilen behaftet.Der Obergang zu kastenlosen Elementen wurde auch bei Druckwasserreaktoren vollzogen.
Die Aufwärmspanne des Kühlmittels ist jedoch beim Schnellen Brüter etwa sechs mal höher als im Druckwasserreaktor.Dies erschwert die technische Realisierung.
Die Funktionen der Brennelementkästen sind im wesentlichen:

- Drosselung des Kühlmitteldurchsatzes einzelner Brennelemente zur Anpassung an die lokale Leistungsdichte
- Radiale Begrenzung der Ausdehnung einer Natrium-Dampf-Blase im Störfall.Sicherheitstechnisch ist der Sinn dieser Begrenzung nicht eindeutig.
- Gegenseitige Halterung und Verspannung der Elemente im Kern sowie Stützung der Abstandshalter
- Schutz vor Beschädigung während der Brennelementhandhabung

Demgegenüber stehen folgende Nachteile der Brennelementkästen:

- parasitäre Absorption von Neutronen im Stahl
- hoher Eigenbedarf der Anlage für die Primärkreislaufpumpen wegen des größeren axialen Druckverlustes über den Kern;daher schlechterer Gesamtwirkungsgrad
- die Drosselung ist nicht über die Einsatzzeit (Standzeit) des Kerninventars verstellbar.Anpassung an die wachsende Leistung in der radialen Brutzone ist nicht möglich.

- radiale Temperaturgradienten über den Kern bewirken Temperaturgradienten auf dem Umfang jedes Kastens. Der Kern wird zur Oberkante hin nach außen deformiert Bei verhinderter Krümmung treten starke Biegespannungen auf.

- Anlagerung von Brennelementkästen und thermisch kaum belasteten Absorberkästen bedingt konstruktive Probleme durch unterschiedliche Ausdehung.

Eine offene Anordnung kann dazu einige Vorteile aufweisen. Es ist jedoch der Nachweis zu erbringen,daß die Funktionen der Stahlkästen verzichtbar sind,oder daß sie durch andere Maßnahmen ersetzt werden können.

An Stelle der Drosselung wird im offenen Kernkonzept eine mäanderförmige Strömungsführung vorgeschlagen,die eine gleichmäßige Austrittstemperatur über den Kernradius erlaubt. Die konstruktiven Möglichkeiten bezüglich der Halterung,des Brennelementwechsels und der Abschaltvorrichtungen sind bei GOSWAMI /13/ dargestellt.Thermohydraulische Gestaltung und sicherheitstechnische Konsequenzen sind der Rahmen der vorliegenden Arbeit (vergl. BASLER /2/).Der offene Kern verspricht im Konzept folgende Vorteile:

- verbesserte Neutronenökonomie hinsichtlich Brutrate also auch Verdopplungszeit,einzusetzendem Inventar,Abbrand und Anfangsanreicherung (siehe LOER /2o/).

- geringerer Druckverlust somit weniger Eigenbedarf für die Pumpenleistung im Primärkreislauf

- gleichmäßigere Austrittstemperatur und insgesamt geringere Temperaturgradienten,daher weniger Thermospannungen

- keine sicherheitstechnischen Nachteile bei Natrium-Sieden

- verbesserte Einzelaspekte,wie etwa bei lokaler Kühlkanalblockage sowie der Brennstoffdispersion

Die Realisierung dieses Vorschlags von ZIEGLER /28/ verlangte zunächst eine Neukonstruktion des Kernverbandes. Auf dieser konstruktiven Basis sind bereits die neutronenphysikalische Auslegung,die Abbrandrechnung sowie die Bestimmung einiger Reaktivitätskoeffizienten vorgenommen worden.

Der daraus resultierende Stand dient als Basis der hier verfolgten Weiterentwicklung.Die wesentlichen Merkmale sind im folgenden Abschnitt zusammenfassend dargelegt.

Konstruktive und Neutronenphysikalische Ausgangsbasis

Zwecks Vergleichbarkeit wurden die Abmaße des offenen Kerns sowie die Aufteilung unterschiedlicher Zonen analog zu denen des SNR-300 Mark Ia gewählt.
So ist das Kerninnere als Zwei-Zonen Core,bestehend aus zwei konzentrischen Ringen unterschiedlicher Anreicherung, aufgebaut.Das Core wird von einem oberen und unteren axialen und einem radialen Blanket als Brutmantel umgeben. Unter dem axialen Blanket befindet sich das Spaltgasplenum.

Zur Veranschaulichung der typischen Elementpositionen im offenen Kern ist ein Querschnitt schematisch dargestellt.

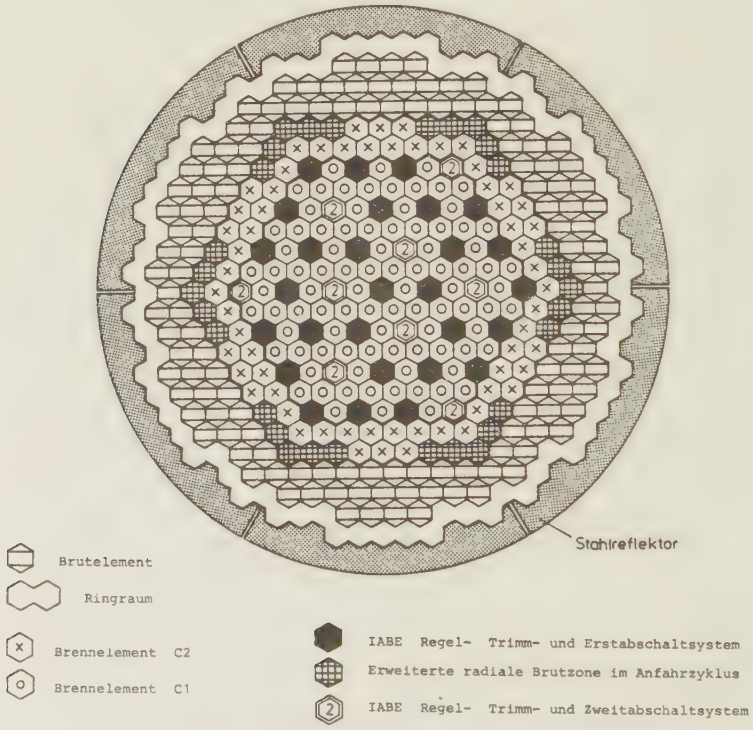


Abb. 1.1 Elementbelegung im offenen Kern,Positionen im ersten Zyklus

Die Absorberpositionen sind gleichmäßig über die innere Anreicherungszone C1 verteilt.Hierzu sind modifizierte Brennelemente als sogenannte "Integrierte Absorber/Brennelemente " vorgesehen.Diese besitzen anstatt 163 Brennstäben und 6 Stützstäben an den äußeren Ecken (6x) und der Mittelposition Absorberstäbe,die als Finger- oder Spinnenkonstruktion ähnlich zur Bauweise in DWR-Kernen konzipiert ist.GOSWAMI /13/

Ein Längsschnitt in der r,z - Ebene des zylinderförmigen Reaktorkerns verdeutlicht neben der Lage der Zonen auch die zusätzlichen Einbauten,die zur gezielten Strömungsführung im offenen Kern vorgesehen sind.

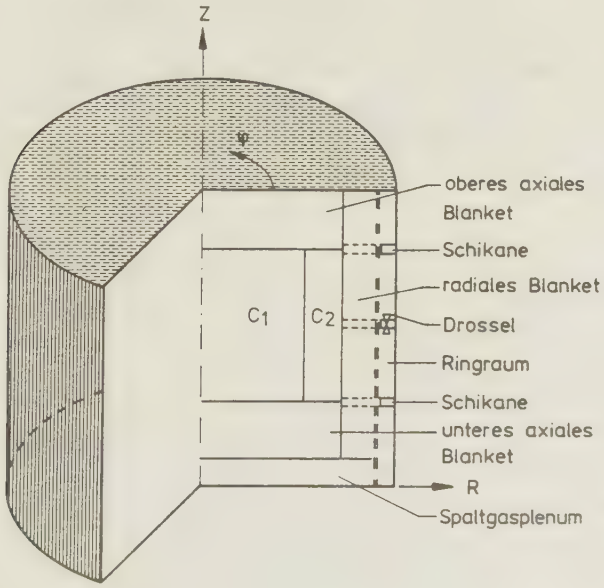


Abb. 1.2 Geometrie der Kernanordnung im Schnitt einer r,z - Ebene

Im Unterschied zum SNR-300 ist radial zwischen Blanket und Reflektor ein frei durchströmbarer Ringraum vorgesehen.

Dieser ist jedoch auf der Höhe der Core-Oberkante und Unterkante durch horizontale Bleche unterbrochen.
Die bis dorthin im Ringraum als Bypass-Strömung geführte Natrium-Menge trifft auf diese Blockage und wird so radial von außen in das Stabgitter eingeführt.Diese Ringraumblockage setzt sich als teildurchlässige Schikane in das radiale Blanket hinein fort.Sie wird etwa die Form eines Gitterabstandshalters haben,jedoch einen hohen Versperrungsgrad des vom Kühlmittel durchströmbaren Querschnitts im Stabgitter erreichen.Im Extremfall,wenn sehr geringe Durchlässigkeiten angebracht sind,ist diese Schikane eher als Lochblech zu denken.
Die durchlässigen Schikanen müssen alle Brutelemente erfassen,sie dürfen jedoch nicht bis in die Spaltzone hinein reichen.Denn das Brennelementmanagement erfordert eine freie Vertauschbarkeit der Positionen,die sonst nicht mehr gewährleistet werden könnte.Daher kann eine Schikane auch nicht ein durchgehendes Blech sein,sondern sie muß modular auf jedes einzelne Brutelement beschränkt sein.Zur Sicherstellung der Biegesteifigkeit sind etwa 15 Abstandshalter über die Höhe eines jeden Brennelements vorgesehen.Die Schikanen werden dann durch gesonderte Ausführung der Abstandshalter auf der entsprechenden axialen Position realisiert.Durch die Anordnung der drei Schikanen wird die mäanderförmige Strömungsführung prinzipiell bewirkt.Anstatt einer blockierenden Schikane bei der mittleren Position wird hier eine Anzahl verstellbarer Drosseln vorgesehen, die eine Regelung erlauben.
Auf diese Weise soll die Strömung mehr in die Spaltzone gedrängt oder mehr nach außen gezogen werden.
Die Öffnungsweite der peripher angeordneten Drosseln kann durch Führungsstangen vom oberen Kernrand her eingestellt werden.
Im Sinne einer Auslegungsoptimierung ist die Höhenlage der Schikanen zunächst als variabel anzusehen.
Im Gegensatz zum SNR-3oo ermöglichen die verstellbaren Ringraumdrosseln eine stetige Anpassung über die Abbrandzeit an die sich ändernde Leistungsdichteverteilung.

Für eine homogene Strömungsführung im offenen Kern muß ein bypass zwischen den Elementen (→ channeling) vermieden werden. Die zu einem gleichseitigen Dreieck angeordneten Stäbe stehen sich an den offenen Elementrändern in einer Viereckskonfiguration gegenüber.

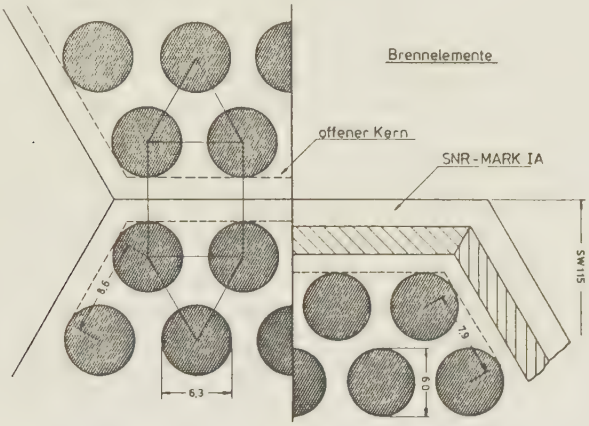


Abb. 1.3 Stabteilungen am Brennelementrand

Die Auslegung der Stabdurchmesser und Mittenabstände muß also so geschehen, daß der hydraulische Durchmesser des inneren Dreiecksgitters mit dem des Viereckgitters am Rand identisch ist. Der Brennelementverband soll durch die gegenseitige Abstützung an der äußeren Kontur der Abstandshalter bewirkt werden. Diese bieten dazu an der hexagonalen Schlüsselweite der Elemente breite Anlageflächen.

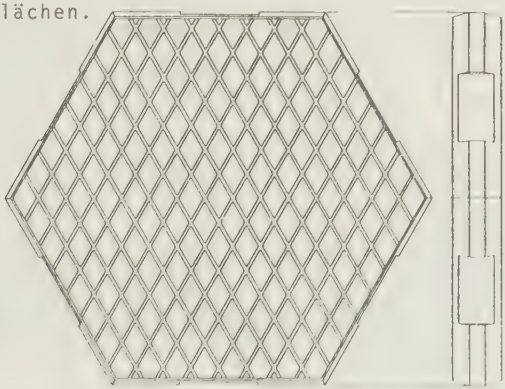


Abb. 1.4 Prinzipskizze eines Abstandshalters

Wie bei DWR-Brennelementen müssen die Abstandshalter außen durch in das Stabgitter hineinreichende Blechkragen angefast werden,um eine Behinderung des Herausgleitens beim BE-Wechsel zu vermeiden.
Zur hydraulischen Niederhaltung der Elemente muß noch eine Neukonzeption erstellt werden,da für die bisherige Auslegung ein geschlossener Kasten sinnvoll war.Mit dem geringeren Auftrieb im offenen Kern stellt sich hier aber kein konstruktives Problem,da der Druckabfall unter 1 bar gesenkt werden kann.
Zur konstruktiven Grundvorstellung sei abschließend noch angeführt,daß zwar die Ringraumelemente noch die Form eines Brennelements haben sollten,da eine nach außen glatte Berandung hohen konstruktiven und fertigungstechnischen Aufwand hervorrufen würde.Für den umgebenden Stahlreflektor kann jedoch eine Unterteilung in größere Kreissegmente gewählt werden.Diese Lösung ermöglicht eine einfache radiale Verspannung des Kerns.

In der neutronenphysikalischen Auslegung von LOER /2o/ kam es darauf an,die erwarteten neutronenökonomischen Vorteile im Sinne eines ersten Konzepts herauszuarbeiten. Insofern besitzt ebenso diese Arbeit den Charakter einer Konzeptstudie,die Möglichkeiten aufzeigt,nicht aber endgültige Daten liefert.
Zur Auslegung wurden daher die Materialvolumenverhältnisse von Brennstoff und Natrium gerade um den Anteil des entfallenden Stahls der Hüllrohrkästen von 11 % vergrößert. LOER konnte bei einer mittleren Brutrate BR = 1.2 die Plutonium-Anreicherung so verringern,daß das Inventar der Erstbeladung um 27 % reduziert wird.Die Vorstellungen zum Konzept wurden bestätigt hinsichtlich

- weniger parasitärer Absorption
- höherer Bruteinfangwahrscheinlichkeit im ^{238}U
- weicherem Neutronenspektrum
- kleinerer Verdopplungszeit

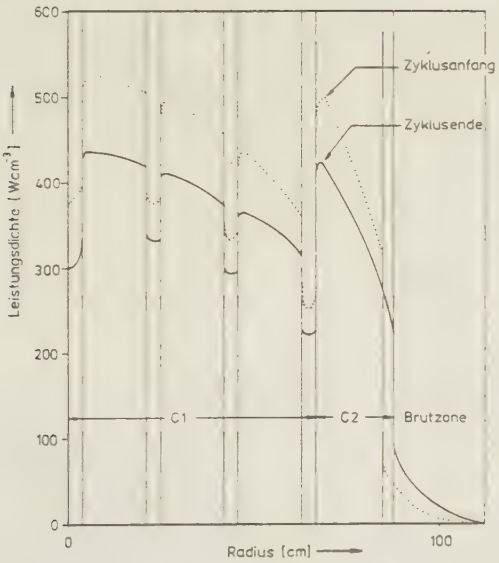


Abb. 1.5 Radiale Traversen der Leistungsdichteverteilung

Die markanten Einbrüche sind an den Positionen der IABE durch ein zylindersymmetrisch homogenisierendes Modell bedingt. Für den geringeren Kühlquerschnitt an den Absorberpositionen muß man eine ausgleichende Wichtung vornehmen,die BASLER/2/ begründet.Dann ergibt sich folgende Verteilung

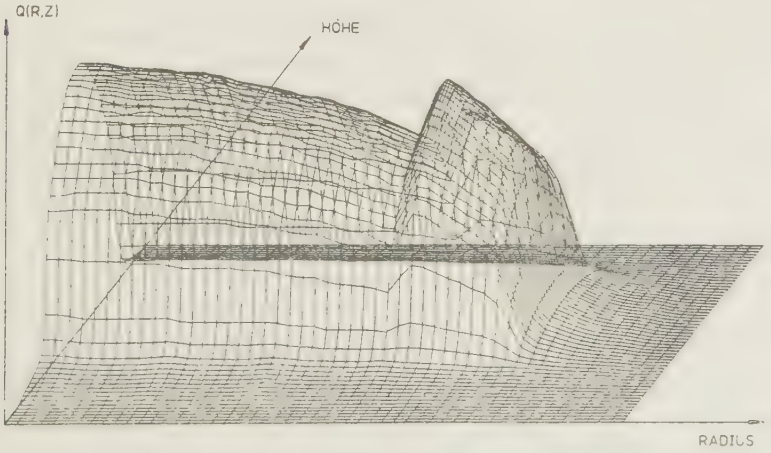


Abb. 1.6 Korrigierte Leistungsdichteverteilung

Die beiden Anreicherungszonen und der steile Abfall in die Blankets ist gut erkennbar.Gegen Ende des dritten Zyklus ist in der Brutzone erheblich mehr Leistung zu erwarten. Daten liegen bisher nicht vor.Zur quantitativen Erfassung des Kerns seien noch einige Größen zusammengestellt.

			Spaltzone	Brutzone
Stabdurchmesser	d	[mm]	6.38	12.34
Mittenabstand	s	[mm]	8.6o	13.72
Hydraulischer Durchmesser	d_h	[mm]	6.4o	4.48
Teilung	s/d	[-]	1.348	1.112
Volumenporosität des Natriums	γ	[-]	o.5oo	o.266

Die kinetischen Parameter sind denen des SNR-3oo ähnlich. Markant ist jedoch der um 15 % höhere Anteil der verzögerten Neutronen,der eine mildere Dynamik des offenen Kerns bewirkt.Dieses Verhalten bestätigt sich an den spezifischen Reaktivitätskoeffizienten.Die angegebenen Daten beziehen sich für den Koeffizienten bei

$\alpha_{Doppler}$ - auf 1 K Brennstofftemperatur-Änderung
α_{Void} - auf vollständige Entnahme von Natrium aus der entsprechenden Zone

			offener Kern	MARK Ia
α_{Void}	[$]	Core	+ 1.87	+ 2.71
		Reaktor	- o.62	+ o.65
		maximal	+ 4.57	+ 4.75
$\alpha_{Doppler}$	[¢/K]	Core	- o.1116	- o.o713
		Reaktor	- o.1671	- o.1486

Für eine weitere Analyse des Störfallverhaltens müssen

in Zukunft detaillierte lokale Reaktivitätskoeffizienten insbesondere für den Natrium-Void ermittelt werden.Diese liegen derzeit noch nicht vor.Die Verteilung positiver und negativer Void-Bereiche ist nachfolgend graphisch dargestellt.Dunkle Zonen besitzen positive Void-Koeffizienten.

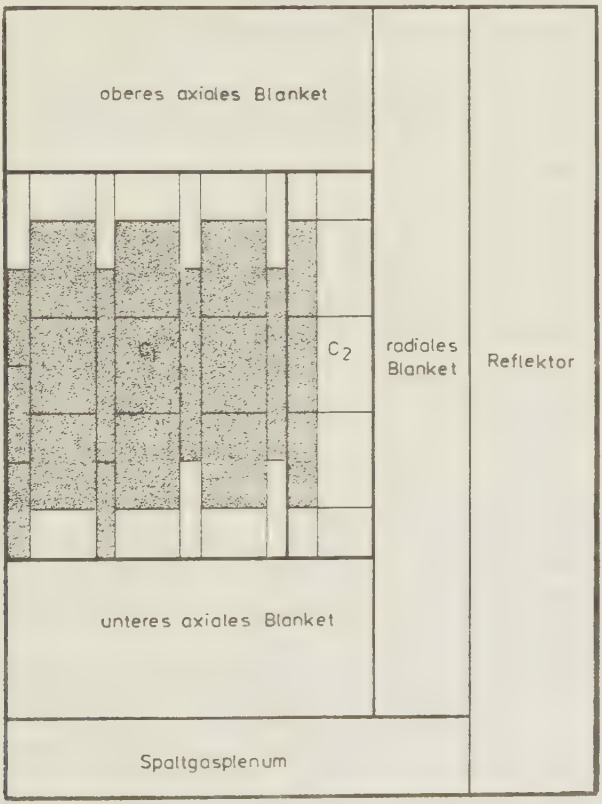


Abb. 1.7 Natrium-Void Topologie im offenen Kern

Erste Rechnungen bezüglich Natrium-Sieden sind daher in dieser Arbeit für Reaktivitätsrampen nur qualitativ auf Parametervariationen gestützt.

Wissenschaftliches Umfeld und Zielsetzung dieser Studie

Zur thermohydraulischen Analyse des offenen Kerns stand kein fertiges Verfahren zur Verfügung.Eine Neuentwicklung sowohl zur Auslegung als auch zur Störfallanalyse wurde deshalb die primäre Zielsetzung.
Darüberhinaus sollte nach der Verifikation des Verfahrens die Anwendung zumindestens soweit gehen,die Eigenschaften des offenen Kerns als Konzept quantitativ faßbar zu machen. Eine endgültige Festlegung ist aus diversen Gründen in diesem Stadium sinnlos.
Bisherige Beschreibungsansätze beschränkten sich auf die Hydrodynamik.Hierzu führte ZIEGLER /28/ einen semi-empirischen Ansatz zur Analyse des Strömungsfeldes in einem engen Stabgitter mit Hilfe anisotroper Widerstandsfunktionen ein. Experimentelle Untersuchungen behandelten insbesondere diese Winkelabhängigkeit der Widerstandsfunktionen bei Schräganströmung im Stabgitter BÖTTGENBACH /5/,WINTER /26/ und HOLLENHORST /16/.

Die theoretische Beschreibung soll auch erfassen,wie etwa die Strömung sich an der Grenze zwischen geometrisch unterschiedlich aufgebauten Stabgittern verhält.Eine Lösung ist für die Grenzen zwischen Spaltzone,Brutzone und Ringraum im offenen Kern unerläßlich.
Unter Vernachlässigung der konvektiven Geschwindigkeiten (→ Rotationsterme) konnte BÖTTGENBACH das Druckfeld eines Versuchsaufbaus nachrechnen.Berechnungen von BASLER und WINTER /26/ unter Hinzunahme dieser Terme führten nicht zum Ziel.Die einfache drehungsfreie Form wurde zu einer ersten Untersuchung auf den ganzen Reaktorkern angewandt.Die Erfahrungen zeigten,daß der beschränkt gültigen Theorie ein hoher numerischer Lösungsaufwand gegenüberstand.Den Möglichkeiten, auf diesem Wege weiter zu verfahren,waren also klare Grenzen gesetzt.

Der Rahmen zur Vorgabe einer weiterführenden Zielsetzung ist damit abgesteckt.

- Einbettung der theoretischen Ansätze in eine möglichst exakte Ableitung aus Impuls- und Energiebilanzen

- Lösung der Probleme zum Durchgang der Strömung an diskreten Grenzen zwischen homogenen Zonen

- Interpretation und Zuordnung der Widerstandsterme im Sinne eines porösen Mediums

- Freie Verwendbarkeit experimentell ermittelter beliebig winkelabhängiger Widerstandsfunktionen

- Anschluß an effektive literaturerprobte numerische Lösungsverfahren

- Breite Verifikation des Verfahrens

- Anwendung zur quantitativen Beantwortung der Konzepteigenschaften

Die physikalische Beschreibung des Strömungsfeldes in einem Reaktor mit offenen Brennelementen unterscheidet sich von der im SNR-3oo wesentlich.Die konventionelle axiale Kühlmittelführung innerhalb von Brennelementkästen gestattet eine dominant eindimensionale Auslegung einzelner repräsentativer Kühlkanäle.Wichtiges konstruktives Merkmal einer offenen Kernanordnung ist jedoch die Schräganströmung im Stabgitter. Diese Hinzunahme eines weiteren Freiheitsgrades läßt an eine mikroskopische geschlossene Beschreibung des Strömungsfeldes mit Hilfe der Navier-Stokes Gleichungen nicht mehr denken. Daraus sind Forderungen abzuleiten:

- nicht elementweise Beschreibung sondern Bestimmung des Strömungs- und Temperaturfeldes im gesamten Kern

- zweidimensionale zylindersymmetrische Bearbeitung

- einfache Charakterisierung der Eigenschaften des Stabgitters,da mikroskopische Lösung unmöglich ist.

Je nach Verwendungszweck werden in der Literatur drei wichtige thermohydraulische Analysemethoden angeführt.

So wird in der Unterkanalanalyse nur ein repräsentativer Teilquerschnitt bei axialer Strömungsrichtung ohne Wechselwirkung mit Nachbarkanälen dargestellt.Feinstruktur wird nicht aufgelöst und Störungen der einfachen Strömungsform wie etwa Kühlkanalblockagen können nur unzureichend behandelt werden.
Faßt man das Stabgitter ohne Rücksicht auf die Feinstruktur als poröses Medium auf,so gelangt man zur Quasi-Kontinuum Theorie.Diese reduziert die Beschreibung des Stabgitters auf Eigenschaften wie Volumenporosität,Strömungswiderstände, verteilte Wärmequellen und andere.Diese Darstellung hebt einige Beschränkungen der Unterkanalanalyse auf.Sie erfüllt die erhobenen Forderungen,da der ganze Kern als Stabgitter durch ein Quasi-Kontinuum ersetzt werden kann,beliebige Strömungsrichtungen zugelassen sind und insbesondere sogenannte volumenverteilte Widerstandsfunktionen den Druckabfall der Strömung auf relativ einfache Weise beschreiben.
Die dritte funktionentheoretisch begründete Methode mittels Konformer Abbildungen bietet eine weitgehend exakte Lösung, bei der die Feinstruktur aufgelöst wird.(vgl.BASLER /2/)
Dazu wird jeder einzelne Stab als innerer Rand des zu berechnenden Gebiets mit Haftbedingungen spezifiziert.Ein den Rändern des Stabgitters angepaßtes Koordinatensystem wird von der komplizierten Stabgeometrie auf ein rechtwinkliges einfach zusammenhängendes Gebiet transformiert .

Bei Untersuchungen zum gesamten Reaktorkern bezüglich Auslegung und vor allem Störfallanalyse bietet sich jedoch ausschließlich der Einsatz der Quasi-Kontinuums Theorie an.
Dies eben gerade auch im Hinblick darauf,daß gestörte Geometrien,wie zum Beispiel bei Hüllrohrversagen oder Brennstoffschmelzen im Sinne eines porösen Mediums besser zu berücksichtigen sind.
Codes zur theoretischen Analyse des vorgeschlagenen offenen Kerns existieren bisher nicht.BOTTONI /6/
Die Grundlagen des hier entwickelten Verfahrens werden zunächst ausführlich dargestellt.

Theoretisches Fundament

- Überblick
- Quasi-Kontinuum Modell
- Anwendung des Modells auf ein Brennstabgitter
- Anisotrope Widerstandshypothese
- Stromfunktion und Wirbeltransportgleichung
- Präzises Druckberechnungsmodell
- Zweiphasiges Natriumsiedemodell für Brennstabbündel
- Zusammenfassung

Überblick

Die Darstellung des theoretischen Fundaments gliedert sich in einige größere Teile.
Zunächst wird das Quasi-Kontinuum Modell in allgemeiner Form für Massen- Impuls- und Energiebilanz vorgestellt.
Die Herleitung unterscheidet das Natrium als flüssige Phase von der Struktur als fester Phase ganz pauschal so wie sie aus Hüllrohr und keramischem Brennstoff zusammengesetzt ist.
Die allgemeine Ableitung reicht von den exakten nur in der jeweiligen Phase gültigen Gleichungen bis zu einer Formulierung, die für beide Phasen nebeneinander im gesamten geometrischen Volumen zutrifft.Der Übergang gelingt mit der Definition von phasenbezogenen Volumen-Mittelwerten.Beschränkungen der Allgemeinheit sind soweit nicht impliziert.In neueren amerikanischen Untersuchungen SHA und CHAO /8/,/9/ wird diese Mittelwertbildung in konsequenter Weise gleich als Ausgangspunkt für die konsistente Formulierung eines finiten Differenzenverfahrens gewählt.Solchen Lösungen haften bei zweidimensionalen Problemen allerdings immer die Nachteile an,wie sie auch die "primitive equations" in der Hydrodynamik der Kontinua in der Numerik aufwerfen.Zwei Besonderheiten haben in der vorliegenden Studie zu einem neuen Weg geführt.

- Die Anwendung des Modells auf ein Gitter mit zonenweise konstanten Natrium/Struktur-Volumenverhältnissen erzeugt zumindestens zonenweise Gleichungen,die der Navier-Stokes-Gleichung ähnlich sind.Dazu muß allerdings die finite Differenzenform erst wieder als Differentialgleichung makroskopischer Variablen im Sinne eines Mittelwertes verstanden werden.
Dieser Weg gestattet es,die Literaturerfahrungen zur numerischen Lösung der Navier-Stokes Gleichungen zu übertragen.

- Die unregelmäßige Berandung des zu bearbeitenden Gebiets stellt eine wesentliche Erschwernis dar.Ebenso besteht eine Anforderung darin,daß die Eigenschaften des Kerns wie Porosität und Widerstandsverhalten an einigen Linien diskrete Unstetigkeitsstellen besitzen.Gleichzeitig wird eine relativ hohe Auflösung gefordert werden,um die Konturen des Gebiets

einigermaßen detailliert wiederzugeben.Randbedingungen an den Schikanenstümpfen sind schwierig zu definieren aber entscheidend für die Lösung.Daher soll eine Darstellung angewendet werden,die eine möglichst eindeutige Definition dieser Randbedingungen gestattet.Dies bewerkstelligt der Übergang zu Stromfunktion und Wirbelfunktion.

Die makroskopische Beschreibung bringt Fluid-Struktur-Wechselwirkungsterme mit sich,die - Sinn der Mühe - eine vereinfachte pauschale Darstellung erlauben.Dies sind vor allem Impulsverlust- und Wärmeübergangsterm.Der erstere faßt die makroskopisch wichtige strömungsführende Eigenschaft des Stabgitters zusammen.Wir verwenden die ZIEGLER'sche /28/ anisotrope Widerstandshypothese.

In einer getrennten Differentialgleichung muß nach Lösung des Strömungsfeldes der Druck,der vorher eliminiert wurde hinterher zurückgerechnet werden.

Die hier einphasig vorgestellte Lösung ist prinzipiell erweiterbar.Zur Analyse des Natrium-Siedens findet jedoch noch ein ähnliches amerikanisches System Verwendung.

Quasi-Kontinuum Modell

Strömungsformen und Wärmeübergang im Reaktorkern sind komplex.Der vom Kühlmittel durchströmte Bereich wird von einer Vielzahl teils unregelmäßiger fester Strukturen unterbrochen.Daher wird unter Verzicht auf die Feinstruktur der Übergang auf ein Quasi-Kontinuum vollzogen.Dieses Modell bedient sich lokal gemittelter Variablen ,wie sie zur Auslegung einer Großkomponente vollkommen ausreichen. Der Herleitung des Modells seien zwei Effekte vorangestellt, die Anforderungen definieren lassen.

- Die Präsenz fester Körper verringert durchströmbares Volumen und durchströmbare Oberflächen.
- Durch feste Körper wird außerdem die Impuls- und Wärmeübertragung beeinflußt.

Der sinngemäße Übergang von einer realen Anordnung auf ein Quasi-Kontinuum als idealisiertes System kann nur so gestaltet sein,daß die obigen Eigenschaften erhalten bleiben. Zunächst wird der integrale Ansatz beschrieben,um den Satz von Basisgleichungen zu erhalten,der Massen- Impuls- und Energiebilanz festlegt.In dieser Stufe wird die Allgemeingültigkeit bewußt beibehalten und auf Idealisierungen verzichtet.Die Besonderheiten des Stabgitters fließen erst im Anschluß daran ein.Der Reaktorkern wird als einphasiges Fluid mit diskreten ortsfesten Strukturen aufgefaßt.

Diese Konzept wirft die Begriffe der Volumenporosität, Oberflächen-Permeabilität sowie der volumenverteilten Strömungswiderstände und Wärmequellen (-senken) auf,die den oben genannten Forderungen Rechnung tragen.

Es sei hier schon darauf hingewiesen,daß die Größe eines Kontrollvolumens,wie es zur Mittelwertbildung herangezogen wird,in Relation zur Dimension der Anordnung bedeutsam sein wird.Für die vorgesehene Anwendung soll ein Kontrollvolumen in jedem Fall größer als die Einheitszelle in der Dreiecksanordnung des Stabgitters sein.Flächen- und volumen-bezogene Mittelwerte sind dann identisch.

Zur allgemeinen Veranschaulichung des Modells betrachten wir ein Gebiet G im Raum mit endlich großem Volumen V und der Oberfläche A.Innerhalb des Volumens befinde sich eine Anzahl fixierter wärmeerzeugender Festkörper,von denen auch einige die Oberfläche A durchdringen können.

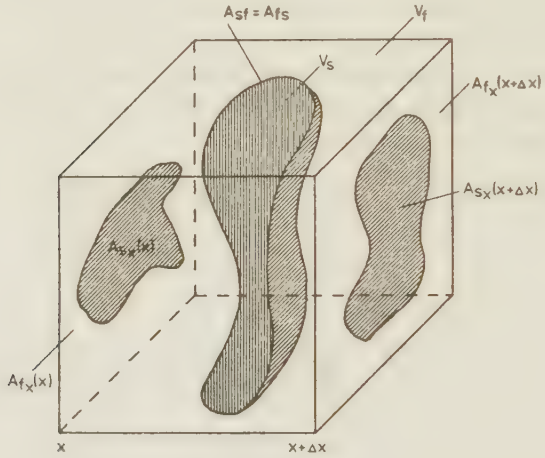


Abb. 2.1 Typisches Volumenelement im porösen Medium

Im allgemeinen ist nur ein Teil der Oberfläche A dem Fluidstrom gegenüber versperrt.Es gilt

$$V = V_f + V_s$$

mit V_f - Fluidvolumen
V_s - Strukturvolumen

entsprechend gilt die Zuordnung der Flächen A_f und A_s . Unter A_{sf} sowie A_{fs} wird die Fluid-Struktur Grenzfläche also die Strukturoberfläche innerhalb eines Volumens verstanden.Die Eigenschaften des Mediums werden gekennzeichnet durch die

Volumenporosität γ_V

als den Anteil eines Volumenelements dV ,welcher dem Fluid zugeordnet ist,

sowie die

Oberflächen-Permeabilität γ_A

als den Anteil einer Oberfläche dA,welcher dem Fluid zur Verfügung steht.Entsprechend werden Variablen im Sinne des Quasi-Kontinuums als Mittelwerte über phasen-spezifische Volumina oder Oberflächen gebildet.

Als Ausgangspunkt dient die exakte mikroskopische Beschreibung des thermohydraulischen Zustands.Eine Bewegungsgleichung ist nur der flüssigen Phase zuzuordnen,da die Struktur ortsfest bleibt und Phasenübergänge ausgeschlossen sind.

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla.(\rho \underline{w}) = 0$$

Navier-Stokes Gleichungen

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{w}) + \nabla.(\rho \underline{w}.\underline{w}) = \rho \underline{g} - \nabla p + \nabla \underline{\underline{\tau}}$$

Die Energiebilanz der inneren Energie muß für beide Phasen erstellt werden.

Innere Energie des Fluids

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \nabla.(\rho e \underline{w}) = - p \nabla.\underline{w} - \nabla.\underline{q} + \dot{Q} + \Phi$$

mit Φ - Dissipationsleistung

e - innere Energie

Bewegung und somit auch Dissipation finden in der Struktur nicht statt.

Innere Energie der Struktur

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) = - \nabla.\underline{q} + \dot{Q}$$

Die Herleitung der Quasi-Kontinuum Formulierung basiert nun auf der Integration dieser Gleichungen über endliche Volumenelemente ΔV zur Mittelwertbildung.
Die allgemeine Herleitung kann gegebenenfalls der Literatur /8/,/9/,/28/ entnommen werden.Als Zwischenergebnis sind hier die Integralformen der Ausgangsgleichungen erörtert.

Die Kontinuitätsgleichung bilanziert bei Quellfreiheit die Massenzunahme im Volumen V mit dem Netto-Strom über die Oberflächen

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho\,\gamma_v\,dV + \int_A \rho\,w_i n_i\,\gamma_A\,dA = 0$$

Die Impulserhaltungsgleichung lautet

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho\,w_i\gamma_v dV + \oint_A \rho w_i w_j n_j \gamma_A dA = \int_V \rho g_i \gamma_v dV - \left(\int_{A_f} p n_i dA + \int_{A_{sf}} p n_i dA\right) + \left(\int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA + \int_{A_{sf}} \tau_{ji} n_j dA\right)$$

Sie bilanziert die Summe der angreifenden Kräfte gegenüber der Impulsänderung.Offenbar wirken die Oberflächenkräfte nämlich Druck und Scherspannung auf zwei grundsätzlich zu unterscheidende Flächen.Der erste Anteil wirkt innerhalb des Fluids also an einer Fluid-Fluid - Oberfläche.Ganz im Gegensatz dazu wirkt der zweite Anteil auf die Grenzfläche zwischen Fluid und Struktur.Die formale Trennung

$$\int_{A_f+A_{sf}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA = \int_{A_f} p n_i dA - \int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA + \int_{A_{sf}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA$$

gewinnt also tiefere Bedeutung.Der Beitrag des Drucks auf A_{sf} definiert den Formwiderstand,während der zweite Teil den Reibungswiderstand an der benetzten Oberfläche ausmacht.

Das Wesen der in dieser Arbeit verfolgten, von ZIEGLER /28/ vorgeschlagenen, Methode besteht darin, relativ einfache das Stabgitter kennzeichnende Widerstandsfunktionen zu benutzen, um so eine lösbare Formulierung zu erhalten. Diese läßt sich zwanglos in Konsistenz mit der obigen exakten Mittelwertbildung interpretieren. Die Zusammenfassung der beiden Integrale über die Fluid-Struktur Grenzflächen repräsentiert ohne Einschränkung gerade denjenigen gesamten Impulsübertrag, der durch das Vorhandensein der inneren Struktur bedingt ist. Dazu wird eine äquivalente auf das geometrische Volumen V bezogene dispergierte Widerstandsfunktion R_i zunächst formal definiert

$$\int_V R_i \gamma_v dV =: \int_{A_{sf}} (p n_i - \tau_{ji} n_j) dA$$

Im Abschnitt "Anisotrope Widerstandshypothese" wird die Bedeutung, Zusammensetzung aus den beiden Anteilen, die die Anisotropie bewirken, sowie die mathematische Form näher erörtert.
Die Beiträge zur Scherspannung an fluid-internen Flächen A_f sind gegenüber dem Impulsverlust an der Vielzahl der Oberflächen geringfügig

$$\int_{A_f} \tau_{ji} n_j dA \ll \int_V R_i \gamma_v dV$$

Sie sind bei experimentell ermittelten Druckverlustdaten ohnehin in den Reibungstermen R_i enthalten. Deshalb reicht es ohne Beschränkung der Allgemeinheit aus, die Reibungsterme allein für den inneren Impulsverlust am Stabgitter zu berücksichtigen.
Der Sinn der bisher erreichten liegt darin, weg von den nur im Fluidvolumen gültigen Gleichungen zu einer Formulierung gelangt zu sein, die im ganzen geometrischen Volumen V mit der Oberfläche A Gültigkeit besitzt. So hat die Integration die Gleichungen über die Feinstruktur herausgehoben.

Für den thermodynamischen Teil des Problems gilt die gleiche Grundidee. Die Energiebilanz des Fluids lautet dann

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho e_v \gamma_v dV + \int_A \rho e w_i n_i \gamma_A dA = -\int_V p \frac{\partial}{\partial x_i} w_i \gamma_v dV +$$

$$- \int_{A_f+A_{sf}} q_i n_i dA + \int_V (\dot{Q}_f + \Phi)\gamma_v dV$$

Sie bilanziert die Summe aus kinetischer und innerer Energie zuzüglich des Stroms durch Oberflächen gegenüber der Arbeit, die am Volumen geleistet wird sowie inneren und äußeren Wärmequellen.
Wie bei der Defintion der Widerstandsterme ist auch hier die Aufspaltung der Oberflächenintegrale wichtig.

$$\int_{A_f+A_{sf}} q_i n_i dA = \overset{(1)}{\int_{A_f}} q_i n_i dA + \overset{(2)}{\int_{A_{sf}}} q_i n_i dA$$

(1) repräsentiert die fluid-interne Wärmeleitung nach dem Fourier'schen Gesetz mit der isotropen Wärmeleitfähigkeit λ_f

(2) repräsentiert den Wärmetransport durch feste Oberflächen. Das sind im Reaktor gerade die an den Hüllrohroberflächen an das Kühlmittel abgeführten Wärmemengen.

Analog zum Strömungswiderstand wird eine äquivalente dispergierte Wärmequelle (-senke) definiert.
Die Wärmeleistung $\dot{Q}_{ex,f}$ ist die im Kühlmittel abgeführte, extern erzeugte und über Fluid-Strukturoberflächen zugeführte Wärmeleistung

$$\int_V \dot{Q}_{ex,f} \gamma_v dV =: -\int_{A_{sf}} q_i n_i dA$$

Die Bilanz der inneren Energie der Struktur lautet.

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho e (1-\gamma_v) dV = -\int_{A_s+A_{fs}} q_i n_i dA + \int_V \dot{Q}_s (1-\gamma_v) dV$$

Man beachte,daß in dieser Gleichung die Fluid-Struktur Grenze in umgekehrter Reihenfolge indiziert ist.Im Fluid galt die Oberfläche als A_{sf} während sie in der Bilanz der Struktur als A_{fs} bezeichnet ist.Diese Unterscheidung trägt der entgegengesetzten Orientierung der Flächennormalen Rechnung. Die Aufspaltung der Oberflächenintegrale gilt analog. Es sind entgegengesetzt gleich

$$\int_{A_{fs}} q_i n_i dA = - \int_{A_{sf}} q_i n_i dA$$

Damit gilt die Definition der volumenverteilten Wärmequelle $\dot{Q}_{ex,f}$ in der Form

$$\int_V \dot{Q}_{ex,f} \gamma_v dV = - \int_{A_{fs}} q_i n_i dA$$

Entsprechend ist eine brennstoffspezifische Wärmesenke $\dot{Q}_{in,s}$ angebbar

$$\int_V \dot{Q}_{in,s} (1- \gamma_v) dV = \int_V \dot{Q}_{ex,f} \gamma_v dV$$

Wird noch berücksichtigt,daß für die innere Energie in Fluid und Struktur gilt

$$e = c_p T$$

so lassen sich die Energiegleichungen für Temperaturen schreiben.Die Integralformulierungen sind noch einmal zusammengefaßt.

Kontinuität

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \gamma_v dV + \int_A \rho w_i n_i \gamma_A dA = 0$$

Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho w_i \gamma_v dV + \oint_A \rho w_i w_j n_j \gamma_A dA = \int_V \rho g_i \gamma_v dV - \int_A p n_i \gamma_A dA - \int_V R_i \gamma_v dV$$

Innere Energie des Fluids

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho c_p T_f \gamma_v dV + \oint_A \rho c_p T_f w_i n_i \gamma_A dA =$$

$$- \int_V p \frac{\partial}{\partial x_i} w_i \gamma_v dV + \int_A \lambda_f \frac{\partial}{\partial x_i} T_f n_i \gamma_A dA + \int_V (\dot{Q}_{ex,f} + \dot{Q}_f + \Phi)\gamma_v dV$$

Innere Energie der Struktur

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho c_p T_s (1-\gamma_v) dV = \int_A \lambda_s \frac{\partial}{\partial x_i} T_s n_i (1-\gamma_A) dA - \int_V (Q_{in,s} - Q_s)(1-\gamma_v) dV$$

Der nächste Schritt besteht nun darin, die Integrale an einem finiten Kontrollvolumen auszuwerten.

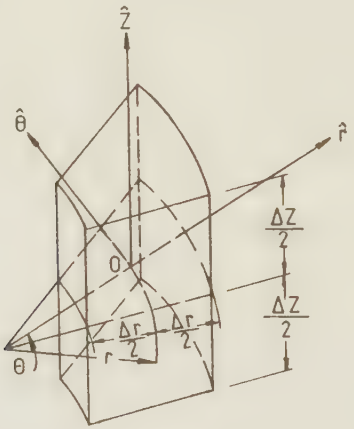


Abb. 2.2 Typisches Kontrollvolumen in allgemeiner Zylindergeometrie

Die Herleitung der differentiellen Bilanzgleichungen bietet für den weiteren Verlauf keine neuen wesentlichen Aspekte. Sie ist allerdings langwierig und umfangreich und würde daher Rahmen und Zielsetzung dieser Arbeit sprengen.
Es sei deshalb auf die allgemeine Entwicklung verzichtet, die Stoff einer eigenen größeren theoretischen Abhandlung ist und sehr gut zum Beispiel bei SHA und CHAO /8/ zu finden ist.

Dort wird eine detaillierte dreidimensionale Ableitung sowohl für kartesische als auch für Zylinderkoordinaten vollzogen.
Die Bilanzierung am Kontrollvolumen liefert den gesuchten Satz von Differentialgleichungen für die "makroskopischen" Mittelwerte.Um die umständliche Nomenklatur der Mittelwertkennzeichnung zu vermeiden,vereinbaren wir,daß die Variablen fortan als Mittelwerte im Sinne des Quasi-Kontinuums zu verstehen sind ohne besonders indiziert zu sein.
Unter Ausnutzung der Zylindersymmetrie ergibt sich so der Satz von Basisgleichungen.

Kontinuitätsgleichung

$$\gamma_v \frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial r}(\gamma_{A_r} \rho u) + \frac{1}{r} \gamma_{A_r} \rho u + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z} \rho v) = 0$$

v - Axialkomponente von $\underline{w}$
u - Radialkomponente von $\underline{w}$

Impulserhaltung,radial

$$\gamma_v \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) +$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma_{A_r} \rho u^2) + \frac{1}{r} \gamma_{A_r} \rho u^2 + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z} \rho uv) =$$

$$\gamma_v \rho g_r - \frac{\partial}{\partial r}(\gamma_{A_r} p) - \gamma_v R_r$$

Impulserhaltung,axial

$$\gamma_v \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) +$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma_{A_r} \rho uv) + \frac{1}{r} \gamma_{A_r} \rho uv + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z} \rho v^2) =$$

$$\gamma_v \rho g_z - \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z} p) - \gamma_v R_z$$

Innere Energie der Struktur

$$(1 - \gamma_v) \frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T_s) =$$

$$(1-\gamma_v)\ \dot{Q}_s - Q_{in,s} + \frac{\partial}{\partial r}\left((1-\gamma_{A_r})\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r}\right) +$$

$$\frac{1}{r}(1-\gamma_{A_r})\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}\left((1-\gamma_{A_z})\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z}\right)$$

Innere Energie des Fluids

$$\gamma_v \frac{\partial}{\partial t} \rho c_p T_f + \frac{1}{r}\gamma_{A_r}\rho c_p T_f u + \frac{\partial}{\partial r}(\gamma_{A_r}\rho c_p T_f u) + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z}\rho c_p T_f v)$$

$$= \gamma_v p \nabla.\underline{w} + \gamma_v(\dot{Q}_{ex,f} + \dot{Q}_f + \Phi) +$$

$$+ \frac{1}{r}\gamma_{A_r}\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}(\gamma_{A_r}\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma_{A_z}\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial z})$$

Die Überdeckung der Feinstruktur vermöge der Mittelwerte ist somit erreicht. Im folgenden sollen die Gleichungen an die besonderen Bedingungen der Kernanordnung angepaßt werden.

Anwendung des Modells auf ein Brennstabgitter

Die allgemeine Formulierung trägt der Anwendung auf den Reaktorkern bisher noch nicht Rechnung.Zur weiteren Lösung müssen daher einige noch offen gelassene Komplexe abgehandelt werden.Es wurden pauschale volumen-dispergierte Widerstandsterme $\underline{R}$ sowie formal analoge Quasi-Wärmequellen eingeführt. Außerdem sind die internen Wärmequellen $\dot{Q}$ noch nicht genauer spezifiziert.Für die makroskopischen Variablen im Sinne des Quasi-Kontinuums werden noch Permeabilitäten von der Porosität getrennt.Den Widerstandstermen ist gesondert das folgende Kapitel gewidmet;die übrigen Komplexe werden im weiteren erörtert.

Porosität und Permeabilitäten

Die Charakterisierung des Stabgitters als poröses Medium stellt einen Zusammenhang zwischen der geometrischen Struktur einerseits sowie den Permeabiltäten und der Porosität andererseits her.Bisher werden noch $\gamma_v, \gamma_r, \gamma_z$ unterschieden. Für die Untersuchung des ganzen Reaktorkerns sind Integrationsvolumina größer als Einheitszellen des Stabgitters.Reicht ein solches typisches Integrationsvolumen über die Einheitszelle des Stabgitters hinaus,so ist leicht nachvollziehbar, daß - im allgemeinen verschiedene - Permeabilitäten bei der Mittelung identisch und gleich der Porosität werden.Allein aufgrund der Zylindersymmetrie sind offenbar Porosität und axiale Permeabilität ohnehin identisch.Für die beabsichtigte Anwendung bleibt also festzuhalten

$$\gamma_v = \gamma_r = \gamma_z = \gamma$$

Der einfacheren Notation wegen wird nur der Mittelwert γ benutzt.Der Wert ist im Dreiecksgitter durch Stabdurchmesser d und Mittenabstand s gegeben gemäß

$$\gamma = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \frac{d^2}{s^2}$$

Eine makroskopische Ortsabhängigkeit der Porosität ist hierin zugelassen.
In der Darstellung des Reaktorkonzepts wurde die Gestaltung als Mehrzonen-Core erläutert.Abgesehen von der Wahl unterschiedlicher Anreicherungszonen sind - wichtig für die Strömungsführung - nur drei verschiedene Stabgitter in der Spaltzone,der radialen Brutzone sowie dem Ringraum vorgesehen. Der Ringraum ist allerdings nur durch einige Stützstäbe und deren Abstandshalter unterbrochen und deshalb nahezu frei durchströmbar.
Im vorgeschlagenen Core ist daher die Porosität je zonenweise konstant,während sie an der Grenzfläche zweier Zonen einen unstetigen Sprung aufweist.Der weitere Lösungsweg muß auf diese Problematik eingestellt sein.Davon ist vor allem die Kontinuitätsgleichung betroffen,da sich die Strömungsgeschwindigkeit quer zum Grenzflächenverlauf auch unstetig und zwar umgekehrt proportional zur Porosität verhalten muß. Die Natriumtemperatur ist nur in der Wärmeleitung und daher weniger betroffen.Die Behandlung der Porositätssprünge wird später wieder aufgegriffen.

Innere Wärmequellen

Das Fluid darf inkompressibel angenommen werden (ρ_f = const). Daher entfallen Terme der Expansionsarbeit.Für die Dissipationsenergie gilt

$$\Phi \sim \underline{R} \cdot \underline{w}$$

Bei einem typischen Druckverlust über das Stabgitter liegt die Dissipationsleistung in der Größenordnung von

$$\Phi \approx 10^5 \ W/m^3$$

Im Vergleich zur nuklearen Leistungsdichte von durchschnittlich

$$\dot{Q}_n = 10^8 \ W/m^3$$

ist daher auch die Dissipationsleistung vernachlässigbar.
Die nuklear erzeugte Leistung entfällt hauptsächlich auf den Brennstoff.Die Verteilung ist bedingt durch die Volumenanteile von Fluid und Struktur sowie die Wirkungsquerschnitte für die Absorption von Zerfallsprodukten,deren Energie in thermische Leistung umgesetzt wird.

Von der nuklearen geometrisch homogenisierten Leistungsdichte $\dot{Q}_n$ entfällt dann ein Anteil

$\alpha \dot{Q}_n$ auf die Struktur

$(1-\alpha)\dot{Q}_n$ auf das Fluid

Die so zu bilanzierende Leistungsdichte ist auf das spezifische Volumen zu beziehen. Für die internen Wärmequellen gilt daher

Fluid $\dot{Q}_f = \frac{(1-\alpha)}{\gamma} \dot{Q}_n$

Struktur $\dot{Q}_s = \frac{\alpha}{(1-\gamma)} \dot{Q}_n$

Quasi-Wärmequellen

Aus dem Temperaturverlauf im Brennstab resultiert die Wärmestromdichte q an der Hüllrohroberfläche, die im Quasi-Kontinuum als externe Quelle im Fluid beziehungsweise als interne Senke der Struktur bezeichnet wird.

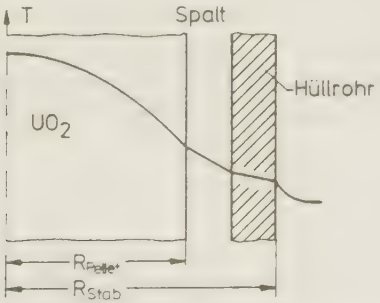


Abb. 2.3 Temperaturverlauf im Brennstab

Wir benötigen einen Zusammenhang zwischen der Natrium-Temperatur und der mittleren Brennstofftemperatur.
Natürlich fließt real nur der Wärmestrom q über die Hüllrohroberfläche A_{sf}, jedoch bedingt die Bilanzierung der volumetrischen Leistungsdichte aufgrund der unterschiedlichen Volumina V_s, V_f

$\dot{Q}_{ex,f} \neq \dot{Q}_{in,s}$

Für den gesuchten Wärmedurchgangskoeffizienten k soll gelten

$$q = k (\bar{T}_s - T_f)$$

Da die Differenz zwischen Pelletradius und Stabradius relativ klein ist, wird eine Näherung ebener Platten benutzt. Dann ist die Wärmestromdichte vom Pelletradius über den Spalt und die Hüllrohrwand bis an die Oberfläche, wo sie durch erzwungene Konvektion abgeführt wird, konstant.

$$q = q(R_p) = q(gap) = q(clad) = q(conv) = const$$

Der Wärmedurchgangskoeffizient addiert sich dann reziprok

$$k = (k_{R_p}^{-1} + k_{gap}^{-1} + k_{clad}^{-1} + k_{conv}^{-1})^{-1}$$

Da der Brennstoff nicht explizit bezüglich seines Temperaturverlaufs radial modelliert wird, muß dies implizit vermöge des Koeffizienten k_{R_p} geschehen. Die axiale Wärmeleitung im Brennstoff ist in guter Näherung vernachlässigbar, und die radiale wird näherungsweise analytisch berücksichtigt.
Eine detailliertere Darstellung des Brennstoffs ist später zur Erweiterung denkbar. Für das Modell wird hier die Wärmeleitungsgleichung im Brennstoff unter der Annahme stationärer radial konstanter Leitungsdichte $\dot{Q}_n(r) = \dot{Q}_o$ im Pellet integriert.

$$\lambda_s \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial}{\partial r} T_s) + \dot{Q}_o = 0$$

Es ergibt sich

$$T_s(r) - T_s(o) = - \frac{1}{4} \frac{\dot{Q}_o}{\lambda_s} r^2$$

somit für die Wärmestromdichte

$$q(r) = \frac{1}{2} \dot{Q}_o r^2$$

Die mittlere Pellettemperatur ist gerade das arithmetische Mittel aus Zentral- und Oberflächentemperatur.

$$\bar{T}_s = \frac{1}{2} (T_s(o) + T_s(R_p))$$

Der Koeffizient k_{Rp} also

$$k_{Rp} = \frac{4\lambda_s}{R_p}$$

Spalt und Hüllrohr werden wie ebene Platten behandelt

$$k_{gap} = \frac{\lambda_{gap}}{s_{gap}} \qquad k_{clad} = \frac{\lambda_{clad}}{s_{clad}}$$

Für den Spalt sind diese Werte abhängig von der Fertigungstechnik und vom Abbrand stark unterschiedlich und schwierig zu erfassen.Ein empirisch begründeter Wert ist

$$k_{gap} = 1.o \cdot 1o^4 \quad W/m^2K$$

Der konvektive Wärmeübergang an das Kühlmittel wird durch die Nusselt-Zahl Nu charakterisiert.

$$k_{conv} = Nu \frac{\lambda_f}{d_h}$$

Speziell für einphasiges Natrium gilt im betrachteten Temperaturbereich

$$Nu = F_{geo}\ Pe^{o.3} \qquad \text{für} \quad Pe < 15o$$

$$Nu = F_{geo}\ 4.5 \qquad \text{für} \quad Pe > 15o$$

wobei F_{geo} angegeben wird als /1o/

$$F_{geo} = -16.15 + 24.96 \left(\frac{s}{d}\right) - 8.55 \left(\frac{s}{d}\right)^2$$

Damit ist der Koeffizient k definiert.Der zugehörige Wärmestrom q muß lediglich noch in die Quellterme $\dot{Q}_{ex,f}$ und $\dot{Q}_{in,s}$ umgesetzt werden.Im Volumenelement gilt

$$\int_{V_f} \dot{Q}_{ex,f}\, dV_f = \langle \dot{Q}_{ex,f} \rangle V_f \qquad \int_{V_s} \dot{Q}_{in,s} dV_s = \langle \dot{Q}_{in,s} \rangle V_s$$

insbesondere also für die Mittelwerte über ein Integrationsvolumen

$$\dot{Q}_{ex,f} V_f = \dot{Q}_{in,s} V_s = q A_{sf}$$

Dazu einige geometrische Zusammenhänge.In einem zylindersymmetrischen Gitter habe eine ringförmige Masche das Volumen V und die Grundfläche V/Δz.Eine einzelne Staboberfläche ist

$$2\pi R_{st}\,\Delta z$$

mit dem dazugehörigen Stabvolumen

$$\pi R_{st}^2\,\Delta z$$

Für den Stab gilt immer

$$\frac{\text{Staboberfläche}}{\text{Stabvolumen}} = \frac{A_{sf}}{V_s} = \frac{2}{R_{st}}$$

und durch einfache Erweiterung

$$\frac{A_{sf}}{V_f} = \frac{A_{sf}}{V_s}\frac{V_s}{V_f} = \frac{A_{sf}}{V_s}\frac{1-\gamma}{\gamma}$$

resultiert

$$\dot{Q}_{ex,f} = \frac{2}{R_{st}}\frac{1-\gamma}{\gamma}\,q$$

$$\dot{Q}_{in,s} = \frac{2}{R_{st}}\,q$$

Die Quasi-Quellterme können also durch die benötigten Temperaturdifferenzen ausgedrückt werden.

$$\dot{Q}_{ex,f} = \frac{2}{R_{st}}\frac{1-\gamma}{\gamma}\,k\,(\bar{T}_s - T_f)$$

$$\dot{Q}_{in,s} = \frac{2}{R_{st}}\,k\,(\bar{T}_s - T_f)$$

Da die Wärmeleitung im Brennstoff jetzt implizit eingeht, ergeben sich mit den bisherigen Spezifikationen des Modells für das Brennstabgitter vereinfachte Energiebilanzen.

Im Natrium wird Wärmeleitung explizit berücksichtigt.Hier liegt zunächst allerdings nur die isotrope Leitfähigkeit des Kontinuums zugrunde.Die effektive Leitfähigkeit des Natriums ist in dieser makroskopischen Modellvorstellung jedoch wesentlich höher,denn an Abstandshaltern und sonstigen Strukturelementen wird eine in diesem Modell nicht nachvollzogene Verwirbelung einen hohen turbulenten

Vermischungsgrad bewirken,der Temperaturgradienten wesentlich stärker ausgleicht.Die Hinzunahme einer turbulenzbedingten Leitfähigkeit soll später zur Verbesserung dieser Beschreibung dienen.

$$\lambda_f \text{ grad } T_f \rightarrow (\lambda_f + \lambda_{tb}) \text{ grad } T_f$$

In der Energiebilanz des Fluids läßt sich wegen der Kontinuitätsgleichung

$$\nabla(\gamma \underline{w}) = 0$$

weiter vereinfachen

$$\nabla(\gamma \underline{w} T) = T \nabla(\gamma \underline{w}) + \gamma \underline{w} \nabla T = \gamma \underline{w} \nabla T$$

Da der Reaktor aus homogenen Zonen bezüglich der Porosität aufgebaut ist,läßt diese sich innerhalb der Zonen aus den Differentialquotienten generell kürzen.Dies gilt nicht für die Zonenränder.

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0 \qquad \text{überall}$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial r} \qquad \text{unstetig}$$

Während die Temperaturbilanz der Struktur exakt ohne die Porosität geschrieben werden kann,treten bei der radialen Wärmeleitung des Fluids Ableitungen der Porosität auf.Dank der untergeordneten Rolle der Wärmeleitung gegenüber den konvektiven Termen ist dieser Effekt in der unmittelbaren Nähe der Grenzfläche vernachlässigbar.Auf die Lösung der Kontinuitätsgleichung hat jedoch der radiale γ-Sprung an den Zonengrenzflächen erheblichen Einfluß.

Nimmt man alle nun eingeführten Spezifikationen und Vereinfachungen zusammen,so ergibt sich letztlich der Satz von Ausgangsgleichungen,der zur Analyse des offenen Kerns herangezogen wird.

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma u) + \frac{\gamma u}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma v) = 0$$

Impulserhaltung,radial

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}(\gamma u) + \frac{\partial}{\partial r}(\gamma u^2) + \frac{\gamma u^2}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma uv)\right) = -\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p) + \gamma R_r$$

Impulserhaltung,axial

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t}(\gamma v) + \frac{\partial}{\partial r}(\gamma uv) + \frac{\gamma uv}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma v^2)\right) = \rho\gamma g - \frac{\partial}{\partial z}(\gamma p) + \gamma R_z$$

Fluidtemperatur

$$\rho c_p\left(\frac{\partial}{\partial t} T_f + \underline{w} \nabla T_f\right) = \lambda_f \Delta T_f + \frac{1-\alpha}{\gamma} \dot{Q}_n + \frac{2k}{R_{st}} \frac{1-\gamma}{\gamma} \left(\overline{T}_s - T_f\right)$$

Strukturtemperatur

$$\rho c_p \frac{\partial}{\partial t} \overline{T}_s = \frac{\alpha}{1-\gamma} \dot{Q}_n - \frac{2k}{R_{st}} \left(\overline{T}_s - T_f\right)$$

Die bisherige Zielsetzung war es,eine anschauliche Vergröberung durch Mittelwerte zu erhalten,um so das Problem mathematisch lösbar zu machen.Tatsächlich wirkt sich das für die Numerik aus,denn die mathematische Form der Bewegungsgleichungen ist grundlegend verändert.Der explizite Viskositätsterm bedingt sonst partielle Ableitungen zweiter Ordnung,die jetzt entfallen sind.Die Konkurrenz der Beiträge von Termen erster und zweiter Ordnung ist viel mehr als die Nichtlinearität für numerische Probleme bei der Lösung der Navier-Stokes Gleichung verantwortlich.Zweite Ableitungen haben ein diametrales Stabilitätsverhalten zu Termen erster Ordnung.In Lösungen der viskositätsbehafteten Navier-Stokes Gleichungen sind hin zu hohen Re-Zahlen konkurrierende Stabilität und Instabilität von Diffusions- und Konvektionstermen immer noch das limitierende Problem.
Der Wegfall der Diffusionsterme beseitigt daher einige Stabilitätsprobleme.

Anisotrope Widertsandshypothese

Bisher wurden die Widerstandsterme R nur pauschal angegeben. Die Interpretation der damit entstandenen Bewegungsgleichungen sollte festgehalten werden.
Druck und Scherspannungen wirken an inneren Fluid-Fluid Oberflächen genauso wie auf Fluid-Struktur Oberflächen.Soweit sie im Fluid selbst wirken,bleiben sie in der Bewegungsgleichung enthalten.Auch der Viskositätsterm bleibt also formal erhalten,wenn er auch gegenüber den Beiträgen zum Impulsverlust an Strukturoberflächen vernachlässigbar ist. Dieser zweite Beitrag aus Druck und Scherspannungen auf die Oberflächen wird in den Widerstandstermen R zusammengefaßt. Im Vergleich zur Navier-Stokes Gleichung ist die Formulierung des Quasi-Kontinuums also um R erweitert.Eine folgerichtige Interpretation ist es,den Reaktorkern wie ein Kontinuum aufzufassen,das eine zusätzliche Form des inneren Impulsverlusts erfährt.

Die Theorie des Quasi-Kontinuums liefert lediglich eine Definition dieser Terme,nicht aber ein brauchbare Formulierung. Diese Beschreibungslücke hat BASLER /2/ mit mikroskopischen Lösungen in Einheitszellen des Stabgitters erheblich verringert. Die Reibungsterme können dann durch Integration der Lösung entlang der Staboberfläche bestimmt werden.

$$R_i = \frac{1}{V} \int_{A_{sf}} (p n_i - \tau_{ji} n_j)\, dA$$

Um die ausgeprägte Anisotropie des Stabgitters zu berücksichtigen,hat BASLER schräge Kegelschnitte durch eine Zelle gelegtund in dieser Ebene zweidimensionale Näherungsrechnungen angestellt.Die typische Winkelabhängigkeit konnte so - wie sie auch empirisch gefunden wird - reproduziert werden.
Das Lösungsverfahren besteht in der Grundidee aus einer potentialtheoretischen Lösung in der Einheitszelle,deren Strömungsgeschwindigkeit an der Staboberfläche als Randbedingung zur Lösung der Prandtl'schen Grenzschichtgleichungen um die Ellipsen eingeht.

Daraus läßt sich der Oberflächenreibungsanteil bestimmen. Der gefundene Ablösewinkel wird potentialtheoretisch durch Quellen und Senken rekonstruiert,um so auch den Druckverlauf um den Stab und damit den Formwiderstand zu erhalten.

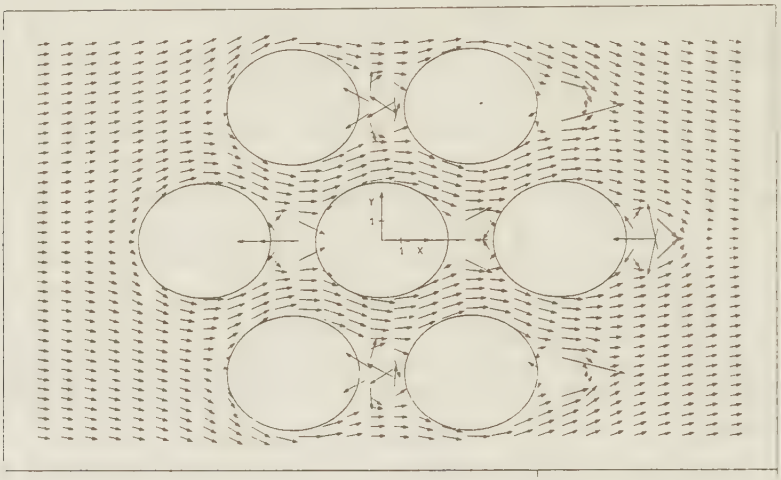


Abb. 2.4 Einheitszelle im Stabgitter unter dem Anströmwinkel $\vartheta = 60^{o}$

Die Unterscheidung nach Oberflächenreibung und Formwiderstand erhellt die Anisotropie des Stabgitters.Für achsenparallele Anströmung ist der Formwiderstand identisch null.Das Kühlmittel wird an den Stäben wie an einer ebenen Fläche geführt. Die Oberflächenreibung bestimmt allein den Impulsverlust. Bei Queranströmung ist der Formwiderstand

$$\int p n_i dA$$

voll ausgeprägt.Er ist für zylindrische Stäbe mit über 90 % des Gesamt-Widerstandes dominant.Für Stabgitter der gegebenen Teilungsverhältnisse ($s/d \approx 1$) ist der axiale Widerstand ein bis zwei Größenordnungen geringer als der senkrechte Beitrag.Queranströmungen sind also a priori unterdrückt und müssen durch stark lenkende Einbauten erzwungen werden.

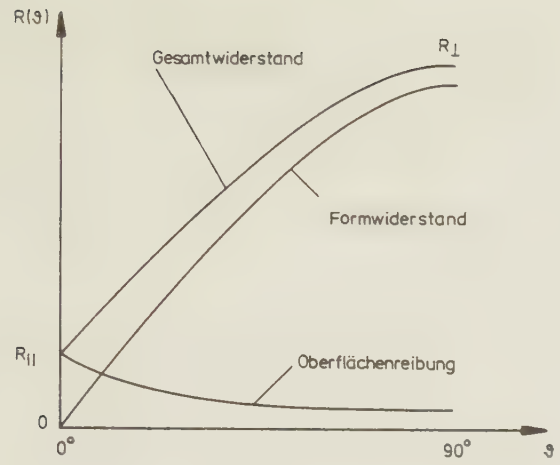


Abb. 2.5 Beitrag von Form- und Oberflächenwiderstand

Mit zunehmendem Anströmwinkel ϑ wandert der Ablösepunkt auf dem Stabumfang nach vorne.Der Beitrag der Grenzschicht und somit der Oberflächenreibung sinkt.
Eine pragmatische,von ZIEGLER /28/ eingeführte Darstellung lehnt sich an das Gesetz von DARCY an,welches Widerstandsbeiwerte ζ mit einer quadratischen Abhängigkeit von Geschwindigkeiten zu Druckverlusten verknüpft.Im Fall der Zylindersymmetrie gilt mit einem 2 x 2 Widerstandstensor

$$\begin{Bmatrix} R_r \\ R_z \end{Bmatrix} = -\frac{\rho}{2} |\underline{w}| \begin{Bmatrix} \zeta_{rr} & \zeta_{rz} \\ \zeta_{zr} & \zeta_{zz} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix} \qquad \begin{aligned} u &= |\underline{w}| \sin\vartheta \\ v &= |\underline{w}| \cos\vartheta \end{aligned}$$

Messungen von BOETTGENBACH /5/ und WINTER /26/ bewiesen,daß die Matrixelemente nicht als Konstante eingehen,sondern winkelabhängig sind.BÖTTGENBACH gibt für das Stabgitter an

$$\zeta_{rz} = \zeta_{zr} = 0 \qquad \zeta_{rr} = \zeta_{\rightarrow}(\sin\vartheta)^{0.9} \qquad \zeta_{zz} = \zeta_{\uparrow}(\cos 0.9\vartheta)^{-2}$$

Dabei sind $\zeta_{\rightarrow}$ und $\zeta_{\uparrow}$ mit der Literatur /17/ /21/ /25/ für reine Parallel- oder Querströmung konsistente Werte.

Im weiteren wird der Korrekturfaktor f = o.9 vernachlässigt. Dann wird der radiale Widerstand nicht durch die Axialkomponente der Strömung beeinflußt,denn es gilt

$$R_r = -\frac{\rho}{2}\sqrt{u^2+v^2}\,\zeta_{\rightarrow}\sin\vartheta.u = -\frac{\rho}{2}\zeta_{\rightarrow}u^2$$

Wohl aber wird der axiale Widerstand durch die Größe der Radialkomponente beeinflußt.

$$R_z = -\frac{\rho}{2}(u^2+v^2)^{o.5}\zeta_{\uparrow}\cos^{-2}\vartheta\ v = -\frac{\rho}{2}\zeta_{\uparrow}\cos^{-3}\vartheta\ v^2$$

Dabei ergibt sich ein interessanter Aspekt,der die Vorstellung unterstützt,der offene Kern könne durch mäanderförmige Strömungsführung gekühlt werden.Offensichtlich ist nämlich bei Schrägströmung der Axialwiderstand größer,als wenn reine Parallelströmung vorliegt.

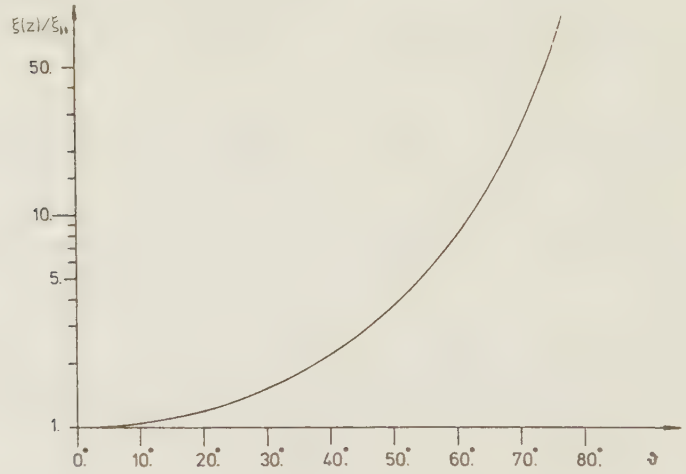


Abb. 2.6 Winkelabhängigkeit des axialen Widerstandes

Dieser Effekt fördert die Umlenkung der Strömung im Bereich der Schikanen.Soweit Angeführtes bezieht sich nur auf das Stabgitter.Zusätzliche Kerneinbauten - Abstandshalter,Drossel und Schikanen - müssen in die Beschreibung integriert werden.

Alle diese Einbauten weisen einen erheblichen axialen Widerstand auf, liefern aber gerade im Vergleich zum engen Brennstabgitter radial nur geringe Beiträge. Zur Winkelabhängigkeit liegen keine Daten vor. In einem vorläufigen Ansatz sind die Beiträge der Abstandshalter sicherlich recht gut durch die Axialkomponente der Strömung charakterisiert. Mit konstanten Widerstandsbeiwerten soll gelten

$$R_z^+ = -\frac{\rho}{2}\,\zeta_\perp^+\,v^2 \qquad \text{Kerneinbauten}$$

Eine realistische Beschreibung der Strömung im offenen Kern hängt nun von sorgfältig ausgewerteten Eckdaten der Literatur für Parallel- und Querströmung ab. Die Abhängigkeit der Widerstände von der Re-Zahl wird bezogen auf die Geometrie des offenen Kerns in Spalt- und Brutzone gesondert berücksichtigt.

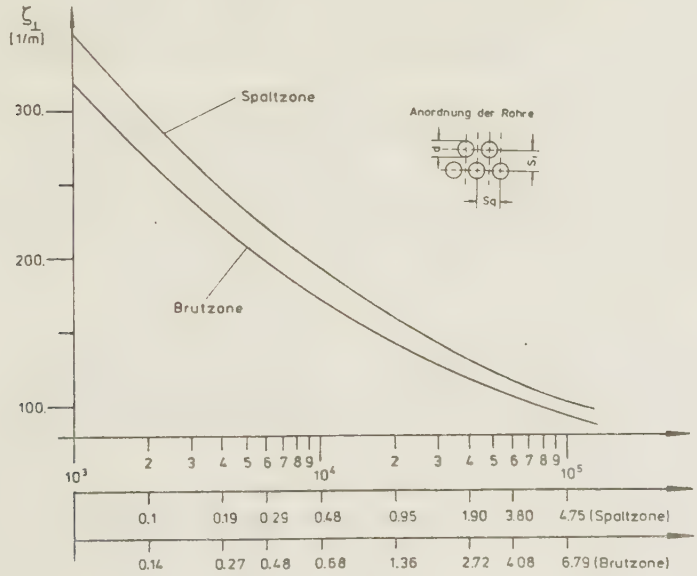


Abb. 2.7 Radialer Widerstandsbeiwert im offenen Kern

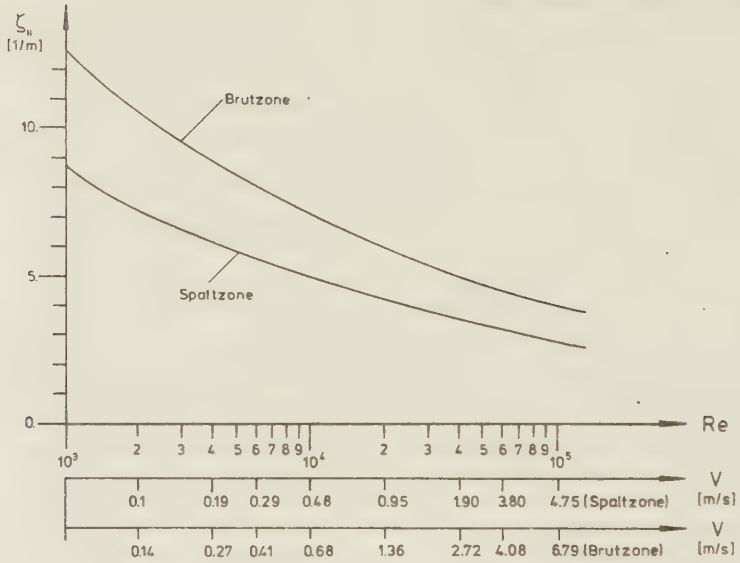


Abb. 2.8 Axialer Widerstandsbeiwert im offenen Kern

Die Widerstandsterme im offenen Kern werden also durch Überlagerung der Beiträge von Stabgitter und Einbauten repräsentiert.

$$R_r = -\frac{\rho}{2}\,\zeta_{\rightarrow} u^2 \qquad R_z = -\frac{\rho}{2}\left(\zeta_{\uparrow}|\underline{w}|^3 v^{-1} + \zeta_{\uparrow}^{+} v^2\right)$$

Der Beitrag der Abstandshalter ist durch den hohen Versperrungsgrad der freien Strömungskanäle gekennzeichnet.

Widerstandsbeiwerte im offenen Kern $\zeta/[m^{-1}]$

Stabgitter	radial	axial	+ Abstandshalter
Spaltzone	24o.o	3.o	2.o
Brutzone	185.o	5.9	11.5
Ringraum	2o.o	o.5	2.5

Der Wert von 11.5 für die Brutzone ist als konstruktiver Minimalwert anzusehen, der im Sinne der Auslegung erhöht werden soll.

Stromfunktion und Wirbeltransportgleichung

Mit der Wahl der anisotropen Widerstandsfunktionen $\underline{R}$ ist die grundlegende Beschreibung vollständig.
Der nächste Schritt bereitet die Bewegungsgleichungen für das Lösungsverfahren auf.Diese Gleichungen werden zur numerischen Lösung in dimensionsloser Gestalt verwendet. So kann eine dimensionslose stationäre Lösung ohne Nachiteration oder gar neue Rechnung auf denjenigen gewünschten Massendurchsatz bezogen werden,der durch ein Auslegungskriterium vorgeschrieben wird.Die erforderlichen Bezugsgrößen sind frei vereinbar.Sie sind in dieser Arbeit

R - Kernradius
U_o - Referenzgeschwindigkeit,zurückgerechnet aus dem Massendurchsatz,der die Soll-Austrittstemperatur bewirkt.
P_o - Referenzdruck zum Beispiel am Kerneintritt
ρ - mittlere Natriumdichte im Reaktorbetrieb

Bis auf die Natriumdichte bleiben die Bewegungsgleichungen in dimensionsloser Form an sich erhalten.

Kontinuität

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma u) + \frac{\gamma u}{r} + \frac{\partial}{\partial z}(\gamma v) = 0$$

Die Terme der konvektiven Geschwindigkeiten lassen sich unter Ausnutzung der Kontinuitätsgleichung vereinfachen.So entsteht für den

Impuls,radial

$$\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t} u + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z}\right) = -\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p) - \gamma R_r$$

Impuls,axial

$$\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t} v + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z}\right) = \gamma g - \frac{\partial}{\partial z}(\gamma p) - \gamma R_z$$

Die problematischen Stellen des zu berechnenden Strömungsfeldes liegen an der rechten Berandung,den Schikanen sowie der Drossel.Das Konzept der Stromfunktion eignet sich besonders gut zur Definition von Randbedingungen,da die äußerste Stromlinie am Rand jeder Kontur folgt.Darüberhinaus zeigen sich bei der numerischen Lösung mit Hilfe der Stromfunktion wesentliche Vorteile.
Die Stromfunktion impliziert die Gültigkeit der Kontinuitätsgleichung.Wie man leicht nachprüft,genügt die Defintion

$$u = \frac{1}{r\gamma}\frac{\partial\Psi}{\partial z} \qquad v = \frac{-1}{r\gamma}\frac{\partial\Psi}{\partial r}$$

dieser Forderung.Die Wirbelfunktion soll in der klassischen Weise definiert sein als

$$\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r}$$

Die Auswertung dieser Identität liefert die Stromfunktionsgleichung

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} = r\gamma\eta + \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} - \gamma\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\partial\Psi}{\partial r}$$

In den homogenen Zonen selbst ist der letzte Term identisch null.Die Auswertung der Ableitungen an den Zonengrenzflächen bedarf jedoch etwas mathematischen Aufwands.Von der Lösung dieses Ausdrucks hängt allein ab,ob der Übergang der Strömung von einem "dünneren" in ein "dichteres" Medium richtig beschrieben werden kann.Der Analogieschluß zur Brechung von Licht an optisch unterschiedlich dichten Medien liegt nahe. Offenbar bewirkt dieser obige zusätzliche Term gerade, daß die Ableitung der Stromfunktion an Grenzflächen um einen gewissen Betrag geändert,die Stromfunktion selbst also abgeknickt wird.Wie sieht nun der Grenzwert an einer Sprungstelle aus?
Die Porosität verhält sich gemäß einer Heaviside-Funktion $\Theta(r-r_0)$.

$$\gamma(r) = \gamma_1 + (\gamma_2 - \gamma_1)\,\Theta(r-r_0)$$

Die Ableitung ist mit Hilfe der Dirac-Distribution darstellbar.

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\gamma}\right) = \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right)\delta(r-r_o)$$

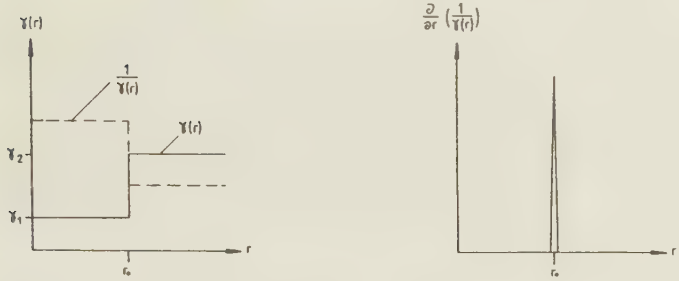


Abb. 2.9 Porosität an einer Zonengrenzfläche

Damit ergibt sich der zusätzliche Quellterm zu

$$\gamma\,\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \left\{\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} - 1\right) + (\gamma_2-\gamma_1)\left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right)\epsilon(r-r_o)\right\}\delta(r-r_o)\frac{\partial \Psi}{\partial r}$$

Natürlich kann die Vorgehensweise nun nicht darin bestehen, diese Dirac-förmige Verteilung in der Numerik direkt zu verwenden.Statt dessen soll sie im Sinne einer finiten Differenz dargestellt werden.Befinden wir uns in der numerischen Lösung an einer Grenzstelle r_o,so wird die Ableitung über eine zentrale finite Differenz zwischen $r_o-\Delta r$ und $r_o+\Delta r$ ausgewertet.
Das Integral über ein solches Intervall kann analytisch bestimmt werden.

$$\int_{r_o-\Delta r}^{r_o+\Delta r} \gamma(r)\,\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\gamma}\right)dr = \gamma_1\left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right)\underbrace{\int \delta(r-r_o)\,dr}_{=1} + (\gamma_2-\gamma_1)\left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right)\underbrace{\int \epsilon(r-r_o)\,\delta(r-r_o)\,dr}_{=1/2}$$

In der Numerik wird dann an der Sprungstelle r_o ein Mittelwert über das Intervall $2\Delta r$ eingesetzt.So ergibt sich nach

Zusammenfassung :

$$\langle \gamma \frac{\partial}{\partial r} (\frac{1}{\gamma}) \rangle = \frac{1}{2\Delta r} \int_{r_o-\Delta r}^{r_o+\Delta r} \gamma \frac{\partial}{\partial r} (\frac{1}{\gamma}) \, dr = \frac{1}{4\Delta r} (\gamma_1+\gamma_2) (\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1})$$

Interessanterweise stimmt das Ergebnis mit einem einfachen Modell überein,das der Porosität in r_o einen arithmetischen Mittelwert der Nachbarwerte zuordnet,um daraus die Ableitung zu ermitteln.Diese Identität ist deswegen wichtig,weil in der radialen Impulserhaltungsgleichung eine analytische Auswertung des entsprechenden Terms nicht mehr möglich ist. Als Ausweg wird dort die Mittelwertbildung für den Druckgradienten so eingeführt,daß der radiale Widerstandsterm R_r an der Stelle r_o das arithmetische Mittel der beiden Nachbarpunkte ist.Da im vorliegenden Fall die Porosität nicht von z abhängt,kann die axiale Impulsbilanz ohne weiteres gekürzt werden.

In der radialen Impulsbilanz kann jedoch der Druckgradient

$$\frac{\partial}{\partial r} (\gamma p)$$

nur innerhalb der Zonen exakt durch die Porosität dividiert werden.Im weiteren wird aber die gekürzte Form unter der Prämisse verwendet,daß der radiale Reibungsterm an der Zonengrenzfläche als arithmetisches Mittel aus den Nachbarwerten zusammengesetzt ist.Dieser Weg ist sicher nicht ganz befriedigend.Er läßt sich aber besonders deshalb vertreten, weil die Lösung der Stromfunktionsgleichung exakt auch an Sprungstellen angebbar ist,und somit die Geschwindigkeiten beiderseits der Grenzfläche korrekt bestimmt werden.Darüberhinaus wird zur Berechnung des Strömungsfeldes selbst die radiale Impulsbilanz im folgenden nach z differenziert. Da der radiale γ-Sprung

$$\frac{\partial}{\partial r} \gamma \qquad \text{mit} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\frac{\partial}{\partial r} \gamma) = 0$$

von der z-Koordinate unabhängig ist,kann die Elimination der Porosität an dieser Stelle gerechtfertigt werden.

Zur Aufstellung der Wirbeltransportgleichung werden beide Impulsbilanzen über kreuz differenziert.

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(+ R_r - \frac{\partial u}{\partial t} - u\frac{\partial u}{\partial r} + v\frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) = \frac{\partial}{\partial r}\left(-g + R_z - \frac{\partial v}{\partial t} - u\frac{\partial v}{\partial r} + v\frac{\partial v}{\partial z}\right)$$

Diese Gleichungen werden ausdifferenziert und einander gleichgesetzt. Vermöge der Defintion der Wirbelfunktion zusammengefaßt ergibt sich eine Spezialform der üblichen Wirbeltransportgleichung

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = - u\frac{\partial \eta}{\partial r} - v\frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\eta u}{r} + \frac{\partial R_r}{\partial z} - \frac{\partial R_z}{\partial r}$$

Dem Satz der "primitive equations" als Ausgangsgleichungen

$$\frac{1}{\gamma}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma u) + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = R_r - \frac{\partial u}{\partial t} - u\frac{\partial u}{\partial r} + v\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - g + R_z - \frac{\partial v}{\partial t} - u\frac{\partial v}{\partial r} + v\frac{\partial v}{\partial z}$$

steht nun nach Elimination des Drucks ein gekoppeltes System aus Stromfunktionsgleichung und Wirbeltransportgleichung - im weiteren in konservativer Form - für ein poröses Medium als Spezialfall gegenüber.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = r\gamma\eta + \frac{1}{r}\frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\partial \Psi}{\partial r}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial r}(u\eta) - \frac{\partial}{\partial z}(v\eta) + \frac{\partial}{\partial z} R_r - \frac{\partial}{\partial r} R_z$$

Präzises Druckberechnungsmodell

Die numerische Lösung des Strömungsproblems wird nach Elimination des Drucks p in den Variablen u,v sowie Ψ,η ausgeführt.Für technische Auslegungen sind Druck und Druckverlust jedoch fundamental.Darüberhinaus ist auch für Erweiterungen,die die Zustandsgleichung des Fluids berücksichtigen.die Kenntniss des lokalen Drucks erforderlich.Daher wird aus einer gegebenen Lösung des Strömungsfeldes in den oben genannten Variablen ein Verfahren zur Rekonstruktion des Druckfeldes hergeleitet.

Der einfachste Weg wäre direkt und besteht darin,die Basisgleichungen für die Druckgradienten in radialer und axialer Richtung beginnend von einem definierten Druckniveau etwa am Kerneintritt aufzuintegrieren.Insbesondere für hoch dimensionierte Felder ist damit ein unnötig hoher Fehler verbunden.Dieser rührt zum einen aus Abweichungen der Lösung selbst aber auch zum anderen aus der numerischen Integration.Vor allem ist das Integral nicht wegunabhängig. Somit ist hauptsächlich an den Schikanen-Ecken,deren Druckrandbedingungen an sich schon schwierig zu definieren sind, mit großen Abweichungen der Druckberechnung und Diskrepanzen je nach Integrationsweg zu rechnen.

Eine präzisere Lösung kann durch gleichzeitige Integration für alle Punkte (r,z) erzielt werden.Dies geschieht durch eine neuerliche explizite Lösung einer partiellen DGL. Angenommen,die Basisgleichungen seien gelöst

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p) = -\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t} u + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + R_r\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\gamma p) = -\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t} v + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + R_z - g\right)$$

Dann soll daraus der Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten zusammengesetzt werden.

$$\Delta(\gamma p) = \frac{\partial^2}{\partial r^2}(\gamma p) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\gamma p)$$

Die einzelnen Terme werden nun ausgewertet unter Berücksichtigung der Tatsache,daß nur radiale Unstetigkeiten der Porosität vorkommen.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\gamma p) = -\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial r} + u\frac{\partial^2 v}{\partial r \partial z} + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + v\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial R_z}{\partial z}\right)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(\gamma p) = +\frac{\partial}{\partial r}\gamma)\ \frac{1}{\gamma}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p)$$

$$-\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial u}{\partial r} + \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 + u\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial r} + v\frac{\partial^2 u}{\partial r \partial z} + \frac{\partial R_r}{\partial r}\right)$$

Durch Ordnung und Zusammenfassung ergibt sich

$$\Delta(\gamma p) - \frac{\partial}{\partial r}(\gamma)\ \frac{1}{\gamma}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p) = -\gamma S(r,z)$$

Dies entspricht formal einer Poisson-Gleichung mit dem Quellterm S(r,z)

$$S(r,z) = \frac{\partial}{\partial r}R_r + \frac{1}{r}R_r + \frac{\partial}{\partial z}R_z + \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + 2\frac{\partial v}{\partial r}\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{u}{r}^2$$

Für eine angenommene Lösung des Strömungsfeldes ist der Quellterm angebbar.Diese Gleichung gilt offenbar für alle Zeiten t sowohl für instationäre als auch für stationäre Probleme.Die Poisson-Gleichung ist formal mit der Stromfunktionsgleichung verwandt.Daher werden Randbedingungen und das Lösungsverfahren im Anschluß an die Beschreibung der hydrodynamischen Lösungsmethoden erörtert.

Es sei bereits darauf hingewiesen, daß auch diese Poisson-Gleichung die etwas unübliche Eigenschaft besitzt, Koeffizienten zu enthalten,die aus der unstetigen Ableitung der radialen Porosität resultieren.

Die Lösung wird günstiger auf den Ausdruck $\Delta(p)$ als auf $\Delta(\gamma p)$ bezogen. Gleichung ( ) geht dann in die Form über

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + (\frac{1}{r} + c_\gamma)\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{1}{r} c_\gamma p = S(r,z)$$

Nach dem Verfahren, wie es zur Stromfunktion eingeführt wurde, soll der numerische Mittelwert für den Ausdruck c_γ definiert sein als

$$c_\gamma = < \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial r}(\gamma) >_{num} = \frac{1}{2\Delta r} \int \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial r} (\gamma)\, dr$$

mit der Lösung

$$c_\gamma = \frac{1}{4\Delta r} \frac{\gamma_2^2 - \gamma_1^2}{\gamma_2 \gamma_1}$$

Im Quellterm S(r,z) treten Ableitungen der Porosität nicht auf.

Zweiphasiges Natriumsiedemodell für Brennstabbündel

Der Rechencode NATOF basiert auf einem analytischen Modell für die instationäre Behandlung des Natrium-Siedens in Brennstabanordnungen Schneller Brüter.

Unter Störfallbedingungen treten erhebliche Unterschiede der Strömungsgeschwindigkeiten für flüssiges und gasförmiges Natrium auf.Homogenisierte Zweiphasen-Modelle,die den Impulsaustausch der Phasen untereinander durch Schlupf-Korrekturen semi-empirisch korrelieren,sind unzureichend.
Die theoretische Formulierung verzichtet daher auf Annahmen über Schlupfkorrelationen.Sie ist statt dessen als Zwei-Fluid Modell sehr allgemein angelegt.
Das Zwei-Phasen System wird durch zwei vollständige,separate Sätze von Erhaltungsgleichungen repräsentiert.Die physikalischen Eigenschaften beider Phasen werden individuell berücksichtigt.Die Wechselwirkungsmodelle zur Kopplung der separaten Gleichungssätze sind a priori frei.Sie implizieren keine Annahmen über das Verhältnis von flüssiger zu gasförmiger Phase.Diese Wechselwirkungen definieren Massen-Impuls- und Energieaustausch.

Vorteil solcher Wechselwirkungsdarstellung ist,daß der Austauschprozess zwar an sich bekannt sein muß,er jedoch von den herrschenden Randbedingungen unabhängig wird.Dagegen sind Korrelationen von ihrer Gültigkeit her auf spezielle experimentell ermittelte Fälle beschränkt.

Der Ansatz für die in NATOF verwendeten Erhaltungsgleichungen ist analog zu dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren. Das Brennstabgitter wird als poröses Medium aufgefaßt und im Sinne des Quasi-Kontinuums formuliert.Integrale über finite Volumina werden separat in beiden Phasen ausgewertet,um die finiten Differenzenformeln zur numerischen Bearbeitung zu erhalten.
Bis auf die zusätzlichen Übergangsterme zwischen den beiden Phasen sind die Basisgleichungen analog zu denen in Abschnitt II.3 und II.4.

Im weiteren müssen gasförmige (Index : v) und flüssige Phase (Index : l) unterschieden werden.Für die Gasphase gilt dann mit α als volumetrischem Dampfgehalt.

Massenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v) + \nabla.(\alpha \rho_v \underline{w}_v) = S_e - S_c$$

wobei S_e - Quellterm (Senke) für Verdampfung

S_c - Quellterm (Senke) für Kondensation

Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v \underline{w}_v) + \nabla.(\alpha \rho_v \underline{w}_v . \underline{w}_v) =$$

$$- \alpha \nabla p + S_e \underline{w}_l - S_c \underline{w}_v + \alpha \rho_v \underline{g} + \underline{R}_{vl} - \underline{R}_{vs}$$

wobei $\underline{R}_{vl}$ - Impulsverlust gasförmig-flüssig

$\underline{R}_{vs}$ - Impulsverlust gasförmig-innere Struktur

Energieerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v e_v) + \nabla.(\alpha \rho_v \underline{w}_v e_v) =$$

$$+ K_{vl}(T_l - T_v) + \underline{R}_{vl}(\underline{w}_l - \underline{w}_v) + \underline{R}_{vs} \underline{w}_v - p \nabla.(\alpha \underline{w}_l)$$

$$+ (S_e - S_c)(e_{l_{sat}} + h_{l \to v}) + Q_{vl}$$

wobei Q_{vl} - Energieaustausch durch Phasenübergang

Symmetrisch gelten für (1-α) diese Bilanzgleichungen auch in der flüssigen Phase.Die Bilanzterme,die den Austausch zwischen der gasförmigen und der flüssigen Phase bewerkstelligen,treten entsprechend mit umgekehrtem Vorzeichen auf.

Gegenüber dem vorgestellten einphasigen Modell sind als Austauschterme hinzugekommen:

- die Differenz zwischen Kondensationsrate und Verdampfungsrate als Quellterm beim Fluid und Senke für den Natriumdampf.
- für die Impulsbilanz zusätzlich der Impulsverlust aus der Relativbewegung beider Phasen sowie der Impulsübertrag,den kondensierende oder verdampfende Materie mit sich führt.
- entsprechend in der Energiebilanz Terme für den Wärmeübergang an Phasengrenzflächen durch Leitung sowie Quellterme (Senken) für Energie,die verdampfende oder kondensierende Materie mit sich führt.
- außerdem in der Enthalpiebilanz Beiträge aus der Verdampfungsenthalpie.

Zur Kopplung der unabhängigen Gleichungssysteme bedarf es der Zustandsgleichungen sowie der Wechselwirkungsmodelle, auf die hier der Detailfülle wegen nur hingewiesen werden kann. /14/

Zusammenfassung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die allgemeine Form des Quasi-Kontinuum Modells eingeführt.Die Anwendung auf ein enges Stabgitter,wie es im offenen Kern vorliegt, wurde hergeleitet.Aufgrund der Anordnung in diskreten Zonen homogener Porosität ist eine Formulierung mit Hilfe der Stromfunktion und Wirbelfunktion möglich.

Zur Ergänzung für zweiphasige Untersuchungen wurde ein verwandtes Modell,wie es dem NATOF-Code zugrunde liegt, kurz vorgestellt.

Der Schwerpunkt besteht im weiteren darin,die spezielle Form von Stromfunktions- und Wirbeltransportgleichung mit den konstruktiven Merkmalen des offenen Kerns zu verknüpfen und in ein Lösungsverfahren umzusetzen.
Die Lösung ist zu stationärer Auslegung wie auch zur Analyse instationärer Vorgänge geeignet.
Bei der Verwendung des NATOF-Codes geht es lediglich um die Markierung von Eigenschaften des offenen Kerns,nicht aber um eine Auseinandersetzung mit dem Verfahren an sich.

Numerische Lösung

- Randbedingungen
- Lösungsverfahren generell
- Hydrodynamik Lösungsverfahren
  I. Stromfunktionsgleichung
  II. Wirbeltransportgleichung
- Thermodynamik Lösungsverfahren
- Druckberechnung

Randbedingungen

Erst die Festlegung geeigneter Randbedingungen ermöglicht eine eindeutige spezielle Lösung der partiellen DGL. Dabei muß die Kompatibilität physikalisch bedingter Annahmen mit der Art des numerischen Lösungsverfahrens berücksichtigt werden.
Die Äquivalenz der beiden Darstellungen in u,v,p und Ψ,η kann nicht vollständig nach den übergeordneten Variablen aufgelöstwerden.Deshalb gibt es Überlappungen,weil Bedingungen sowohl in u,v als auch in η ausgedrückt werden können.

Der elliptischen Charakter der zugrunde liegenden DGL sei betont.Er bewirkt,daß Störungen im Verlauf der Strömung auch rückwärts - also stromaufwärts - wahrgenommen werden. Dies muß eine Festlegung der Strömungsform am Kerneintritt berücksichtigen.

Wann existiert für die zu stellende Randwertaufgabe eine eindeutige Lösung?
Das System der beiden gekoppelten DGL'n wird iterativ gelöst. Daher kann jeweils ein Schritt in der äußeren Schleife als getrennte Lösung einer der beiden Gleichungen angesehen werden.Die andere Funktion gilt währenddessen als bekannt. Es genügt also,jede DGL einzeln zu betrachten.

Die Wirbeltransportgleichung ist eine zeitabhängige nichtlineare partielle DGL erster Ordnung in r und z.Es existiert eine eindeutige spezielle Lösung,wenn auf dem Rand des Gebiets G eine Dirichlet'sche,von Neumann'sche oder gemischte Randwertaufgabe gestellt ist.Als Anfangsbedingung muß ferner in G spezifiziert sein

$$\eta(\underline{r},t=o) = \eta_o(\underline{r})$$

Im Falle der stationären Lösung ist $\eta_o(\underline{r})$ gerade durch die geschätzte Vorgabe beim Iterationsstart gegeben.Für instationäre Rechnungen kann diese Anfangsbedingung zur Untersuchung des LOF-Störfalls gerade die stationäre Lösung im Betriebszustand des Reaktors sein.

Die Stromfunktionsgleichung ist eine lineare zeitunabhängige partielle DGL zweiter Ordnung in r und z.Bei einem expliziten Lösungsverfahren wird sie quasi-instationär behandelt.
Hier existiert gleichermaßen eine eindeutige Lösung dann, wenn die Randwertaufgabe Dirichlet'sch,von Neumann'sch oder gemischt ist,und zusätzlich ein Anfangswertproblem gegeben wird.Dieses Anfangswertproblem hat für die Stromfunktion immer nur die Bedeutung als Iterationsstart.

Im obigen Sinne werden die Randbedingungen nachfolgend festgelegt.Die Störfallberechnungen basieren auf der Annahme sinkenden Massendurchsatzes im Primärkreislauf.Diese Randbedingung wird dann zeitabhängig werden.Alle anderen Randbedingungen sind stationär und zeitunabhängig auch instationär gültig.
Das zweidimensionale Maschengitter in r,z-Geometrie stellt einen repräsentativen Querschnitt durch den Zylinder dar, der an einer Seite von der Symmetrieachse berandet wird.

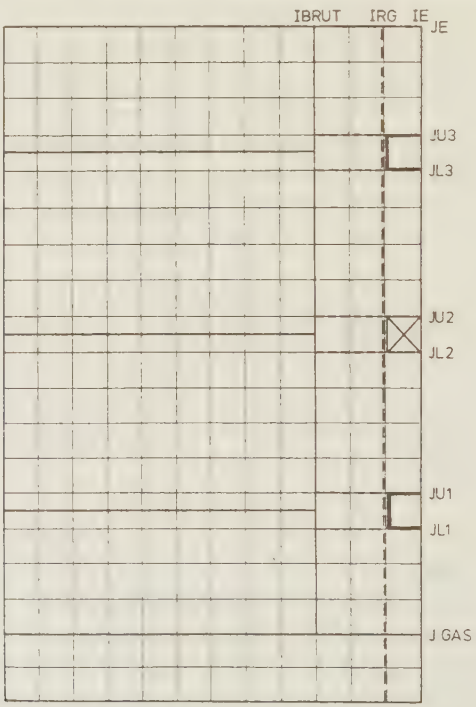


Abb. 3.1 Diskretisiertes Maschengitter im offenen Kern

Untere Begrenzung ist der Kerneintritt unter dem Spaltgasplenum.Obere Begrenzung ist die Oberkante des oberen axialen Blankets.Die Schikanen zur Umlenkung und mäanderförmigen Führung der Kühlmittelströmung gliedern sich in zwei Teile. Der sogenannte Schikanenstumpf bezeichnet den undurchlässigen Teil der Schikane.Er erstreckt sich radial über die Ringraumausdehnung und dient zur Blockage der sonst im Ringraum ungehindert am Kern vorbeiströmenden Masse.Dieser undurchlässige Teil wird als feste Berandung aufgefaßt.Hier müssen entsprechende Randbedingungen angegeben werden.Der rechte äußere Rand ist also durch die von zwei Einziehungen unterbrochene Ringraumwand gebildet.Insgesamt gibt es dann drei Typen von Berandungen.Die Symmetrielinie ist eine fiktive physikalisch aber klar definierbare Berandung.Die Ringraumbegrenzung ist eine feste Wand mit konvexen Ecken an den Stumpfspitzen und konkaven Ecken an der Wand.
Die untere und obere Berandung sind frei durchströmbare Querschnitte mit relativ freien Randbedingungen.

Vorweggeschickt sei der Einfluß der speziellen Widerstandshypothese im Quasi-Kontinuum Modell auf die Randbedingungen. Zwei fundamentale Aspekte des Quasi-Kontinuums gewinnen Einfluß auf die Wahl der Randbedingungen.

- Verzicht zur Auflösung der Feinstruktur
- Wegfall expliziter Viskositätsterme

Die reale Strömung erfüllt ein Kontinuum,welches von Kerneinbauten mit einer komplizierten vielfältig berandeten Geometrie unterbrochen ist.Wie beschrieben ist die Haftreibung an der Vielzahl der Staboberflächen wesentlich für den Druckverlust.Die zugehörigen Viskositätsterme sind in den Widerstandsfunktionen $\underline{R}$ enthalten und werden nicht explizit berechnet.Die Randbedingungen können dann am ehesten analog zu denen bei der Behandlung nicht-viskoser Fluide angesehen werden.

Es tritt keine Haftbedingung an festen Oberflächen mehr auf.

Abgesehen davon,daß innere Strukturen des Kerns nicht mehr als Berandung eingehen,kann auch an äußeren Rändern,die

mit einer Randbedingung versehen werden,keine Haftbedingung mehr gestellt werden.Der Beitrag der Haftreibung ist an der Ringraumwand vielmehr in die Widerstandsbeiwerte integriert.Zwar wird die Normalkomponente der Geschwindigkeit zu null.Es kann aber nicht gefordert werden,daß die Parallelkomponente der Geschwindigkeit verschwindet.

- Die Weite einer Masche zur numerischen Darstellung ist selbst bei der hohen realisierten Auflösung 52 X 91 um mehr als Größenordnung dicker als die der Grenzschicht. Schon daher kann sich im makroskopischen Bild die Strömung auch in einer Masche unmittelbar vor der Wand frei ausbilden.
- andererseits läßt die Vernachlässigung expliziter Viskositätsterme die Darstellung einer Grenzschicht ohnehin nicht zu.

Im Gegensatz zu Lösungen des Kontinuums sind Randbedingungen hier als "free-slip conditions" zu verstehen.

Normalkomponente der Geschwindigkeit	= 0
Parallelkomponente " "	frei

Die Behandlung der Randbedingungen im Einzelnen zeigt einen wesentlichen Vorteil des Übergangs auf Stromfunktion und Wirbelfunktion.Die Erfahrung hat gezeigt,daß besonders im u,v,p Bild Randbedingungen an den konvexen und konkaven Schikanenecken problematisch sind.Diese Schwierigkeit wird überwunden.

Symmetrieachse

Per definitionem wird kein Massenstrom über die Zylinderachse transportiert.Die Radialkomponente der Strömungsgeschwindigkeit wird zu null.

$$u(o,z) = 0$$

Weiterhin ist symmetrie-bedingt das Geschwindigkeitsprofil an der Achse spiegelsymmetrisch.

$$\frac{\partial v}{\partial r}(o,z) = 0$$

Die Symmetrieachse ist eine Stromlinie,also

$$\Psi(o,z) = \text{const}$$

Der Massenstrom soll von r = o an aufintegriert werden, daher gilt die Konvention

$$\Psi(o,z) = 0$$

Auch die Wirbelfunktion kann mit einer Dirichlet'schen Randbedingung für die Symmetrieachse versehen werden. Mit der Symmetriebedingung für v und da trivial gilt

$$\frac{\partial u}{\partial z}(o,z) = 0$$

folgt auch für die Wirbelfunktion

$$\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \quad \rightarrow \quad \eta(o,z) = 0$$

Unterer Kerneintritt

Am Kerneintritt läßt die Plausibilität Varianten offen. Die hier gewählte Beschreibung läßt sich von der Vorstellung leiten,daß der Reaktorkern ohne die zu untersuchenden Einbauten parallel durchströmt würde.Um den Effekt der Einbauten an sich herauszuarbeiten,ist deshalb die Annahme eines axial ausgerichteten Profils sinnvoll. Diese ist aber nicht die einzige eindeutig richtige Wahl. Das Profil kann sich also am Eintritt wie am Austritt frei ausbilden,je nach lokalen Widerständen,Porositäten und Beeinflussung durch die Schikanen.Die radialen Komponenten sind jedoch identisch null.

$$u(r,z=o) = 0$$

Gemäß der Definition der Stromfunktion bedeutet dies,daß am Kerneintritt deren Ableitung nach z verschwindet.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z}(r,z=o) = 0$$

Ergebnisse haben bestätigt,daß der parallele Kerneintritt keine unhaltbare Einschränkung beinhaltet.(vgl. IV.2)

Dazu wird weiterhin verlangt,daß sich die Drehung am Kerneintritt - das entspricht der Wirbelfunktion - nicht ändert.Dies findet numerisch in der Form

$$\eta(i,1) = \eta(i,2)$$

Verwendung.

Oberer Kernaustritt

Eintritt und Austritt werden gleichwertig behandelt.

$$u(r,z=H) = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial \Psi}{\partial z}(r,z=H) = 0$$

sowie

$$\eta(i,JE-1) = \eta(i,JE)$$

Ringraumwand

Der am Kerneintritt bilanzierte Massenstrom wird an jeder Stelle zwischen der Symmetrieachse und der rechten Begrenzung durchgesetzt.Die Ringraumwand einschließlich der Schikanenstümpfe bildet eine Stromlinie.

$$\Psi(r=R,z) = \text{const}$$

Konventionell sei im Betriebszustand

$$\Psi(r=R,z) = -\frac{1}{2}$$

Gemäß der allgemeinen Vorbemerkung ist die axiale Komponente der Strömungsgeschwindigkeit an der vertiaklen Ringraumwand frei.Die Radialkomponente verschwindet.

$$u(r=R,z) = 0$$

Eine Dirichlet'sche Randbedingung für η läßt sich nicht angeben.Statt dessen wird eine Extrapolation aus den inneren Werten der Wirbelfunktion benutzt.Diese leitet sich aus einer Taylor-Entwicklung für die Stromfunktion Ψ her.

Je nach der Entwicklungsrichtung ist die Taylorreihe der Funktion Ψ gegeben als

$$\Psi(x \pm h) = \Psi(x) \pm \frac{\partial \Psi}{\partial x}\Big|_x h + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}\Big|_x h^2 \pm \frac{1}{6}\frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3}\Big|_x h^3 + O(h^4)$$

Je nach Abbruchfehler dieser Entwicklung ergibt sich die Genauigkeit der Extrapolation für die Wirbelfunktion.Die vorliegende Anwendung hat gezeigt,daß die Extrapolation in η von zweiter Ordnung genau sein muß.Die Taylor-Entwicklung der Stromfunktion kann dann erst bei Termen vierter Ordnung abgebrochen werden.Die größtmögliche Randinformation geht nur dann ein,wenn die Reihe um x als einen Punkt des Randes entwickelt wird.Für alle Punkte j der vertikalen Ringraumwand lautet die formale Entwicklung dann

$$\Psi_{IE-1,j} = \Psi_{IE,j} - \frac{\partial\Psi}{\partial r}\Big|_{IE,j}\Delta r + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2}\Big|_{IE,j}\Delta r^2 - \frac{1}{6}\frac{\partial^3\Psi}{\partial r^3}\Big|_{IE,j}\Delta r^3$$

wobei gilt $$u = 0 \rightarrow \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \rightarrow \eta = -\frac{\partial v}{\partial r}$$

und dadurch

$$\frac{\partial\Psi}{\partial r} = -r\gamma v$$

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} = \gamma(r\eta - v)$$

$$\frac{\partial^3\Psi}{\partial r^3} = \gamma\left(2\eta + r\frac{\partial\eta}{\partial r}\right)$$

Setzt man die obigen Identitäten ein und löst die Entwicklung nach $\eta_{IE,j}$ auf,so erhält man die gesuchte Rand-Extrapolation

$$\eta_{IE,j} = \frac{3}{\gamma(\Delta r^3 - r\Delta r^2)}\left\{\eta_{IE,j} - \eta_{IE-1,j} + (r\gamma v\Delta r)\Big|_{IE,j} - \frac{1}{2}(\gamma v\Delta r^2)\Big|_{IE,j} + \frac{1}{6}(\gamma r\Delta r^2)\Big|_{IE,j}\,\eta_{IE-1,j}\right\}$$

Von dieser Extrapolation können die konkaven Schikanenecken ausgenommen werden,da sich eine analytisch begründete Dirichlet'sche Randbedingung angeben läßt.In den konkaven Schikanenecken gilt auf der vertikalen Achse

$$u(r=R,z) = 0 \rightarrow \frac{\partial u}{\partial z}(r=R,z) = 0$$

Andererseits ist der Schikanenstumpf undurchlässig,also

$$v(r_s,z_s) = 0 \rightarrow \frac{\partial v}{\partial r}(r_s,v_s) = 0$$

Es folgt für die konkaven Schikanenecken mit der Definition der Wirbelfunktion

$$\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \qquad \rightarrow \qquad \underline{\eta = 0}$$

Schikanenstümpfe

Die Schikanenstümpfe blockieren den vertikalen Ringraumdurchsatz.Hier ist u die parallele Geschwindigkeitskomponente und als solche frei,während die axiale Geschwindigkeit identisch null ist.

$$v(r_s,z_s) = 0$$

Da die Schikanenstümpfe die rechte Stromlinie definieren,gil gilt auf den Ober- und Unterkanten wie auf der vertikalen Ringraumwand

$$\Psi(r_s,z_s) = -\frac{1}{2}$$

Die Extrapolation für die Randwerte der Wirbelfunktion wird in analoger Vorgehensweise wie bei der Ringraumwand ermittelt.Das Ergebnis lautet für die

Oberkanten

$$\eta_{i,JU} = \frac{3}{\gamma(r\gamma\Delta z^2)|_{i,JU}} \left\{ \Psi_{i,JU+1} - \Psi_{i,JU} - (r\gamma u\Delta z)|_{i,JU} - \frac{1}{6}(r\gamma\Delta z^2)|_{i,JU}\ \eta_{i,JU+1} \right\}$$

Hierin bezeichnet JU die jeweilige Oberkante eines Schikanenstumpfes.
Entsprechend gilt mit JL als der typischen Unterkante dann

Unterkanten

$$\eta_{i,JL} = \frac{3}{(r\gamma\Delta z^2)|_{i,JL}} \left\{ \Psi_{i,JL-1} - \Psi_{i,JL} + (r\gamma u\Delta z)|_{i,JL} - \frac{1}{6}(r\gamma\Delta z^2)|_{i,JL} \eta_{i,JL-1} \right\}$$

Die Randbedingungen für die Lösung des Strömungsproblems sind damit vollständig gestellt.

Die Verhältnisse liegen bei der Thermodynamik einfacher. Die Gleichung der Struktur ist entartet in eine gewöhnliche DGL erster Ordnung in der Zeit für jeden Ort (r,z).Sie ist durch ein reines Anfangswertproblem lösbar.Dieses wird algebraisch aus der stationären Lösung des Kühlmitteltemperaturfeldes errechnet.

Für das Fluid gilt eine homogene Eintrittstemperatur sowie die Annahme,daß weder an der Symmetrieachse noch durch die Ringraumwand radialer Temperaturausgleich stattfindet

$T_f(r,z=o) = T_{f,e}$ Kerneintritt

$\frac{\partial T_f}{\partial \imath} = O$ Ringraumwand und Symmetrieachse

Auf dem Kernaustritt ist die nukleare Leistungsdichte identisch null.Daher kann in erster Näherung eine axiale Änderung der Temperatur am Austritt mittels der Randbedingung

$$\frac{\partial T_f}{\partial z}(r,z=H) = O$$

ausgeschlossen werden.

Lösungsverfahren generell

Das Lösungsverfahren unterscheidet zwei Hauptpfade je nach stationärer oder instationärer Problemstellung.In dieser Arbeit ist die stationäre Lösung entkoppelt.Hierzu wird zunächst eine dimensionslose Lösung der Strömung erzeugt. Für einen geschätzten Massendurchsatz wird dann aus der dimensionsbehafteten Lösung ein Fluid-Temperaturfeld generiert. Aus dem Soll/Ist-Vergleich für die Auslegungstemperatur wird der Massendurchsatz korrigiert und damit das Temperaturfeld nachiteriert.Bei Soll/Ist-Übereinstimmung kann dann stationär die Brennstofftemperatur einfach algebraisch aus der Kühlmitteltemperatur bestimmt werden.Eine Berechnung des Druckfeldes ist angeschlossen.

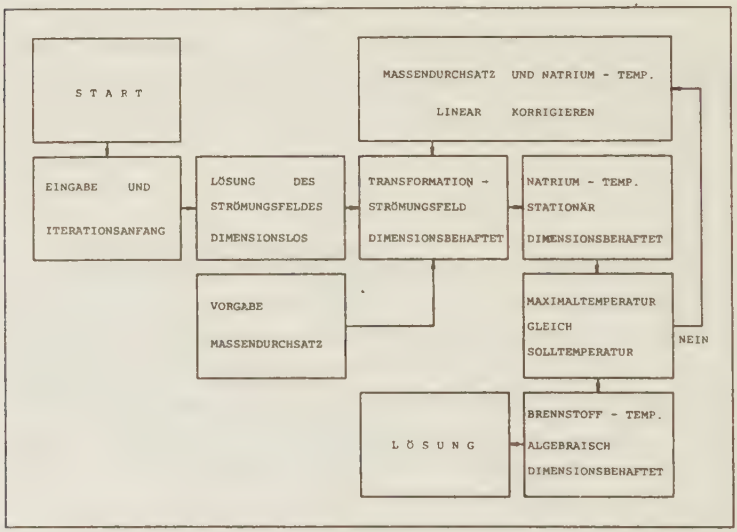


Abb. 3.2 Stationäres Lösungsverfahren generell

Bei instationären Rechnungen ist die Thermodynamik synchron in die Lösung der Hydrodynamik eingekoppelt.Die dominanten Terme der konvektiven Wärmeabfuhr hängen ja direkt vom Zeitverhalten der Strömung ab.Ausgangspunkt ist eine stationäre Lösung für den Betriebszustand des Reaktors.

Die expliziten Teile des instationären Verfahrens für die Wirbeltransportgleichung sowie beide Temperaturbilanzen werden nacheinander mit dem Euler-Cauchy Verfahren gelöst, welches auch über größere Zeiträume beziehungsweise eine große Anzahl von Iterationsschritten verläßliche Ergebnisse liefert.

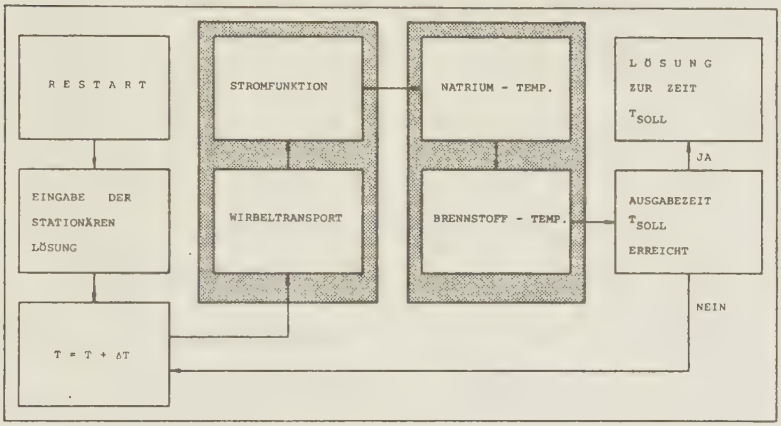


Abb. 3.3 Instationäres Lösungsverfahren generell

Die Gleichungen für die Energiebilanzen werden also explizit behandelt.Der Hauptaufwand des Verfahrens liegt in der Hydrodynamik.Zu Beginn einer solchen Lösung muß ein vollständiges Startfeld der Variablen u,v,Ψ,η definiert werden.Diese Anfangsbedingungen entsprechen einer realen Anfangswertaufgabe zum Start einer instationären Rechnung zur Zeit t = o oder einer groben Vorschätzung als Iterationsanfang für die stationäre Lösung.Zunächst wird explizit an allen inneren Punkten des Gebiets ein Näherungswert für die Wirbeltransportgleichung zur Zeit t = o bestimmt.Daraus werden vorwärts in der Zeit gehend neue Werte für die Wirbelfunktion im Inneren ermittelt

$$\eta(t+\Delta t) = \frac{\partial \eta}{\partial t}\Big|_t \Delta t + \eta(t)$$

Die Wirbelfunktion bestimmt den Inhomogenitätsterm der Stromfunktionsgleichung. Der nächste Schritt besteht daher in einer neuen Lösung dieser Gleichung für den verbesserten Quellterm.

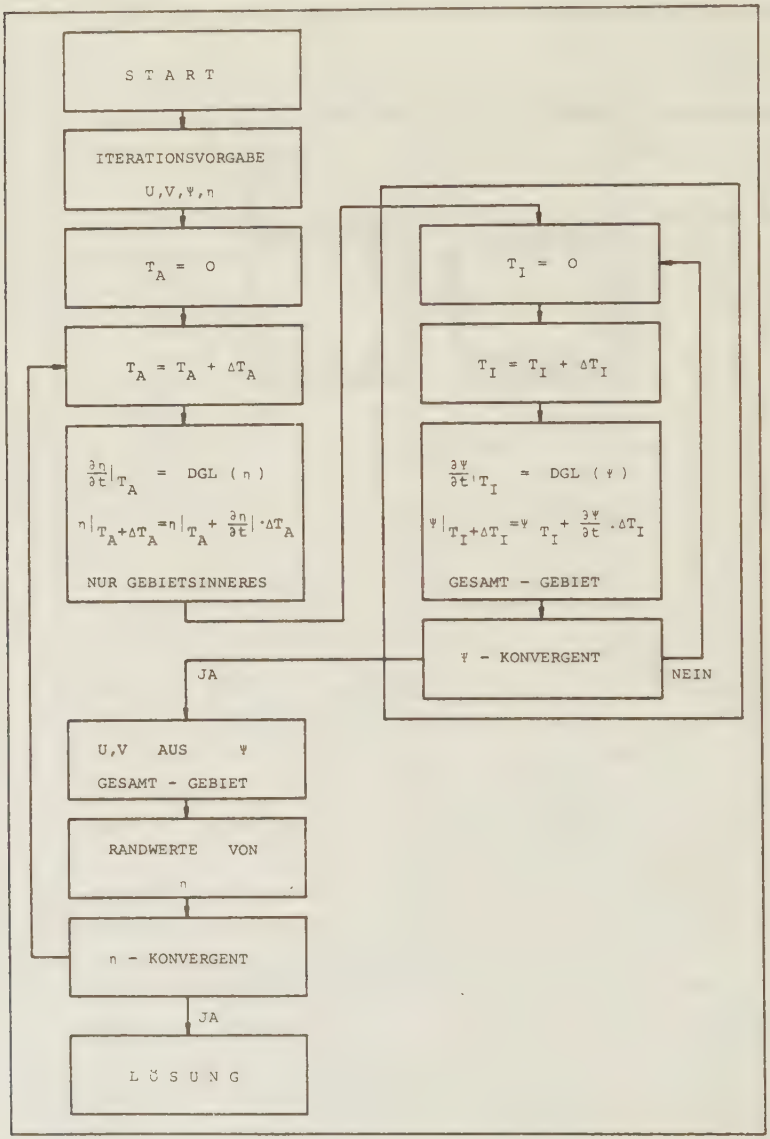


Abb. 3.4 Ablauf der Hydrodynamischen Lösung

Dieser Schritt hängt nicht von den Randwerten der Wirbelfunktion ab.Sie sind im aktuellen Iterationsschritt noch nicht errechnet.
Man beachte,daß die Stromfunktionsgleichung in jedem Iterationsschritt der Wirbeltransportgleichung vollständig gelöst wird.Das angewandte Verfahren ist selbst auch iterativ. Deshalb ist die explizite Lösung der Stromfunktionsgleichung mit einer inneren Schleife in die äußere Schleife eingebettet, welche den Zeitschritt t in der Wirbeltransportgleichung hochrechnet.
Aus der Stromfunktion werden dann neue Geschwindigkeitskomponenten für das gesamte Feld bestimmt.Diese sind konsistent zur Behandlung der Stromfunktion nur mittels zentraler Differenzen beziehungsweise Termen zweiter Ordnung im Abbruchfehler zu bestimmen.

Der letzte Schritt in der äußeren Schleife ist dann die noch ausstehende Berechnung der Randwerte von η ,um den äußeren Zyklus zu schließen.Diese Randwerte werden aus einer Taylorreihe für die Stromfunktion extrapoliert.
In der angewandten Formulierung hängen die Randwerte von der Stromfunktion,von Geschwindigkeiten sowie inneren Werten der Wirbelfunktion ab.
Dieser äußere Zyklus wird nun solange fortgesetzt,bis eine vorgegebene Zeit bei einem instationären Problem oder ein Konvergenzkriterium für eine stationäre Lösung erreicht sind.

Hydrodynamisches Lösungsverfahren

Nachdem die Kopplung der Bewegungsgleichungen geklärt ist, sollen die Verfahren im Einzelnen erörtert werden.

I. Stromfunktionsgleichung

Die Stromfunktionsgleichung muß für jeden einzenlen Iterationsschritt der Wirbeltransportgleichung gelöst werden.Bei jeweils vorgegebenem Inhomogenitätsterm überwacht sie die Quell- und Senkenfreiheit des Strömungsfeldes.Aus dieser Rolle im ganzen iterativen Prozess stellt sich die Anforderung minimaler Rechenzeit bei hoher Genauigkeit an die Lösung der Stromfunktion viel mehr als an die der Wirbelfunktion.Der Diskretisierungsfehler soll von zweiter oder höherer Ordnung klein sein.Da die Variablen u,v als erste Ableitungen sowie η als Zusammensetzung zweiter Ableitungen vorkommen,und sich der Abbruchfehler mit der Ableitung potenziert,ist diese Forderung unentbehrlich.Die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} = r\gamma\eta + \frac{\partial\Psi}{\partial r}\{\frac{1}{r} - \gamma\frac{\partial}{\partial r}(\frac{1}{\gamma})\}$$

wird mit Hilfe zentraler Differenzen diskretisiert.

$$\frac{\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}}{\Delta r^2} + \frac{\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}}{\Delta z^2}$$

$$- \frac{1}{r_i}\frac{\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i-1,j}}{2\Delta r} = r_i\gamma_i\eta_{i,j}$$

An einer Zonengrenzfläche gilt der Sonderfall

$$\frac{1}{r_i} \rightarrow \frac{1}{r_i} - <\gamma\frac{\partial}{\partial r}(\frac{1}{\gamma})>_{num}$$

Zum Vergleich wurden ein implizites und ein explizites Verfahren erprobt.

Ein implizit direktes Verfahren scheidet danach klar aus. Der Programmieraufwand ist wesentlich höher.Der Speicherplatzbedarf steigt quadratisch mit der Anzahl der Maschenpunkte.Zu jedem äußeren Iterationsschritt wird eine komplette Neulösung der Stromfunktion erstellt,obwohl nur eine Nachiteration erforderlich ist.Der Rechenzeitbedarf macht hohe Auflösung unmöglich.Auf einer PR1ME 25o II betrug die CPU-Zeit für die gewählte Auflösung von 52 x 91 Maschenpunkten etwa 3oooo s für einen Durchgang.Der Rechenzeitbedarf steigt mehr als quadratisch mit der Zahl der Punkte an.

Das explizit iterative Verfahren bietet wesentliche Vorteile. Bei geringem Programmieraufwand steigen Speicherplatzbedarf und Rechenzeit nur linear mit der Anzahl der Maschenpunkte. Außerdem muß eine Lösung im Rahmen der äußeren Iteration nur nachiteriert werden.Mit Konvergenz der äußeren Schleife wird daher die Rechenzeit der inneren Schleife immer geringer.

Die Stromfunktionsgleichung wird daher mit einer empirisch optimierten Methode der sukzessiven Überrelaxation gelöst. (→ optimum value SOR) Sie ergibt schnelle und absolut stabile Konvergenz bis zur Grenze der Rechnergenauigkeit. Diesem Teil der Lösung machen die Porositätssprünge und die Ecken der Schikanenstümpfe erfreulicherweise überhaupt keine Schwierigkeiten.Die Stromfunktionsgleichung wird quasi-instationär durch eine Vorwärtsdifferenz in der Zeit erweitert. (→ FTCS forward time centered space)
Die von Neumann'sche Stabilitätsanalyse entwickelt die Stromfunktion nach Fourier-Koeffizienten und beurteilt deren Verstärkung oder Dämpfung.Sie liefert als eingrenzendes Stabilitätskriterium /22/

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} \frac{\Delta r^2 \Delta z^2}{\Delta r^2 + \Delta z^2}$$

Für dieses Kriterium sind die Ableitungen zweiter Ordnung verantwortlich.Mit dem Maschenverhältnis $\beta = \Delta z/\Delta r$ ergibt sich nach einiger Herleitung über Richardson und Liebmann-Form und mit Hilfe des Relaxationsparameters $1 \leq \omega \leq 2$ die gesuchte Formulierung nach der SOR-Methode

$$\psi_{i,j}^{k+1} = = \psi_{i,j}^{k} + \frac{\omega}{2(1+\beta^2)} (\psi_{i,j+1}^{k} + \psi_{i,j-1}^{k+1} - 2(1+\beta^2)\,\psi_{i,j}^{k}$$

$$+ \beta^2 (1- \frac{\Delta r}{2r})\psi_{i+1,j}^{k} + \beta^2(1+ \frac{\Delta r}{2r})\psi_{i-1,j}^{k+1}$$

$$- \beta^2 r^2 S_{i,j})$$

An den Zonengrenzflächen gilt in Abwandlung dessen

$$\beta^2(1\pm \frac{\Delta r}{2r}) \quad \rightarrow \quad \beta^2(1\pm \frac{\Delta r}{2}(\frac{1}{r} - \frac{1}{4\Delta r}(\gamma_1 + \gamma_2)(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1})))$$

Der optimale Parameter ω_o kann nicht theoretisch bestimmt werden.Wie empfindlich und deshalb lohnend eine empirische Bestimmung ist,kann sehr eindrucksvoll aus der logarithmischen Darstellung der Testergebnisse ersehen werden.Zur Gewinnung des Kennfeldes wurden die Anzahl der Iterationen und ω unabhängig voneinander variiert.

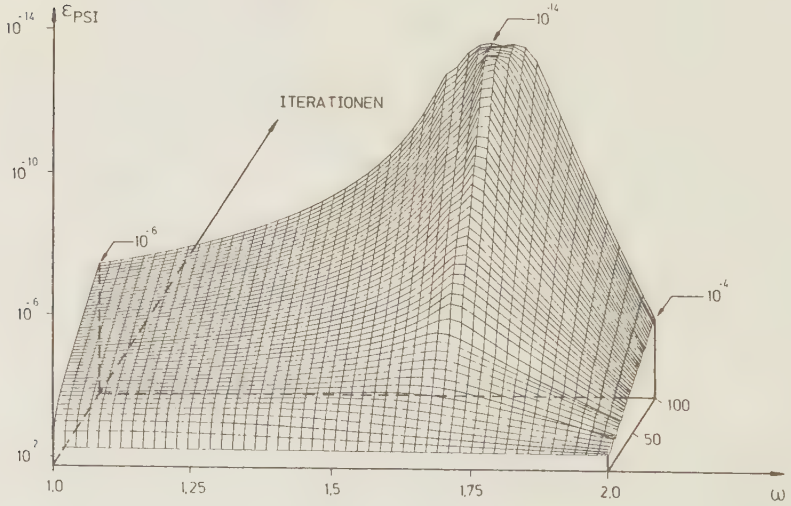


Abb. 3.5 Kennfeld zur SOR-Methode am Beispiel einer 36 x 42 Mascheneinteilung

Eine sorgfältige Optimierung ist sehr drastisch mit enormen Rechenzeit- oder Genauigkeitsvorteilen verbunden.

Die erreichbare Genauigkeit liegt bei etwa $1o^{-14}$ absolut. Der optimale Relaxationsparameter hängt vor allem von der Art der Randbedingungen und der Mascheneinteilung ab.Für die Auflösung 52 x 91 wurde der optimale Wert zu

$$\omega_o = 1.925o$$

bestimmt.Auf diese Weise beträgt die Rechenzeit für eine vollständige Lösung bei vergleichbarer Genauigkeit zur impliziten Methode etwa 1oo s.
Unabhängig von der Stabilität wurden einige Untersuchungen zur Konsistenz mit analytischen Lösungen einfacher Fälle angestellt.Es bleibt daraus festzuhalten,daß

- eine analytische Lösung mit 16 x 2o Maschen auf $1o^{-3}$ genau numerisch reproduziert wurde.
- die Konsistenz bei Polynomen bis zur zweiten Ordnung ohne Abbruchfehler exakt ist.

Für die ausgezeichnete Konvergenz ist offenbar die Art der Randbedingungen mitentscheidend.Bei Untersuchungen der SOR-Methode zur Druckberechnung zeigte sich,daß die Konvergenz mit schwächeren Randbedingungen langsamer und der Peak im Kennfeld bezüglich ω flacher wird.

II. Wirbeltransportgleichung

Die innere Schleife zur Lösung der Hydrodynamik ist also unproblematisch.Anforderungen sind nun an die Lösung der Wirbeltransportgleichung zu stellen.Die Form der Gleichung

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(u\eta) - \frac{\partial}{\partial z}(v\eta) + \frac{\partial}{\partial r} R_z - \frac{\partial}{\partial z} R_r$$

weicht durch die Widerstandsterme von üblichen Formulierungen ab.Ein numerisches Verfahren entzieht sich daher einer rigorosen Stabilitätsanalyse.Gerade im Bereich der geometrisch komplizierten Berandung an der Ringraumwand kann keine stabilisierende Dirichlet'sche Randbedingung gestellt werden. Allerdings kommt die hier gefundene Form der Wirbeltransportgleichung ohne Ableitungen zweiter Ordnung aus und muß deshalb keine Stabilitätsprobleme haben.

Lösungsvorschläge aus der Literatur sind also an der Behandlung von Termen erster Ordnung für nicht-viskose Fluide zu orientieren.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial r}(u\eta) - \frac{\partial}{\partial z}(v\eta)$$

Anhaltspunkte für die Behandlung der Widerstandsterme finden sich jedoch nicht.Eine Entscheidung kann letztlich nur die experimentelle Bestätigung liefern.Die Verwendung zentraler Differenzen in den Ortskoordinaten zusammen mit Vorwärtsdifferenzen in der Zeit ist für Terme zweiter Ordnung absolut stabil.Für die konvektiven Terme erster Ordnung im Raum sind sie jedoch absolut instabil.ROACHE /22/
Im Gegensatz zu diesem FTCS-Verfahren ist das sogenannte "First-upwind" Verfahren unter Einhaltung des Courant-Kriteriums für den Zeitschritt Δt stabil.Dieses First-Upwind Verfahren bedient sich einer Vorwärtsdifferenz in der Zeit und einseitiger Ableitungen für die konvektiven Terme.Diese einseitigen Differenzen sind dabei immer stromaufwärts gerichtet.Die Diskretisierung der Wirbeltransportgleichung lautet also zunächst ohne Widerstandsterme standardgemäß

$$\frac{\eta_{i,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta r}\left((u\eta)_{i,j} - (u\eta)_{i-1,j}\right) - \frac{1}{\Delta z}\left((v\eta)_{i,j} - (v\eta)_{i,j-1}\right)$$

$u,v > 0$

$$= \frac{1}{\Delta r}\left((u\eta)_{i+1,j} - (u\eta)_{i,j}\right) - \frac{1}{\Delta z}\left((v\eta)_{i,j+1} - (v\eta)_{i,j}\right)$$

$u,v < 0$

Die von Neumann'sche Stabilitätsanalyse ergibt das Courant-Kriterium

$$\Delta t \leq \frac{1}{u/\Delta r + v/\Delta z}$$

Erste Testergebnisse für eine solche reibungsfreie Strömung in einem Zylinder waren in guter Übereinstimmung mit der analytischen Lösung.Bevor das Verfahren auf den offenen Kern angewandt werden konnte,mußte noch geklärt werden,wie die Widerstandsterme numerisch sinnvoll behandelt werden und wie sie die Eigenschaften des Systems beeinflussen.

Zur Diskretisierung der Widerstandsterme bieten sich mindestens drei Möglichkeiten an.

Zentrale Differenzen in r und z

$$\frac{\partial}{\partial r} R_z = \frac{R_{z\ i+1,j} - R_{z\ i-1,j}}{\Delta r} \qquad \text{und entsprechend für } R_r$$

Ein First-Upwind Ansatz,der sich an der radialen Geschwindigkeit für die radiale Ableitung orientiert.(axial analog)

$$\frac{\partial}{\partial r} R_z = \begin{cases} \dfrac{R_{z\ i,j} - R_{z\ i-1,j}}{\Delta r} & u_{i,j} > 0 \\ \dfrac{R_{z\ i+1,j} - R_{z\ i,j}}{\Delta r} & u_{i,j} < 0 \end{cases}$$

und entsprechend für R_r

Ein First-Upwind Ansatz,der sich an dem axialen Reibungsterm für die radiale Ableitung orientiert und entsprechend umgekehrt.

$$\frac{\partial}{\partial r} R_z = \begin{cases} \dfrac{R_{z\ i,j} - R_{z\ i-1,j}}{\Delta r} & v_{i,j} > 0 \\ \dfrac{R_{z\ i+1,j} - R_{z\ i,j}}{\Delta r} & v_{i,j} < 0 \end{cases}$$

und entsprechend für R_r

Aus der Stabilitätsanalyse ersichtlich ist eine Verwendung zentraler Differenzen problematisch.In der Tat zeigte sich ein anfänglich konvergentes aber in r und z Koordinaten oszillatorisches Verhalten (→ level splitting),das typisch für die zentralen Differenzen erster Ordnung ist.Ursache dafür ist die Tatsache,daß die zentralen Ableitungen erster Ordnung nur die Nachbarpunkte einbezieht,während der betreffende Punkt (i,j) selbst nicht eingeht.Dies ist für zweite Ableitungen nicht der Fall.So wird Information jeweils nur konsistent über geradzahlige oder ungeradzahlige Maschen weitergegeben.

Man löst so in gewissen Fällen an sich zwei getrennte DGL'n deren Maschen um genau eine Schrittweite versetzt sind. Die beiden Splitting-Lösungen weichen aber soweit voneinander ab,daß eine realistische Lösung nicht möglich ist. Besser wird der Gedanke des First-Upwind Verfahrens auf die Widerstandsterme übertragen.
Die Interpretation der beiden oben angeführten Varianten läßt die erste logisch vielleicht etwas schlüssiger erscheinen. Sie zeigt aber ein nach anfänglicher Konvergenz absolut divergentes Verhalten.Die andere Version,die Ableitung an den Widerstandstermen zu orientieren,ist numerisch stabil. Für die modifizierte Wirbeltransportgleichung werden also folgende finite Differenzendarstellungen eingesetzt.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \rightarrow \frac{\eta_{i,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^{k}}{\Delta t}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(u\eta) \rightarrow \frac{(u\eta)_{i,j} - (u\eta)_{i,j-1}}{\Delta r} \quad \text{bzw.} \quad \frac{(u\eta)_{i+1,j} - (u\eta)_{i,j}}{\Delta r}$$

$$u_{i,j} > 0 \qquad\qquad u_{i,j} < 0$$

und entsprechend für die axiale Koordinate

$$\frac{\partial}{\partial r} R_z \rightarrow \frac{R_{z\ i,j} - R_{z\ i-1,j}}{\Delta r} \qquad \frac{R_{z\ i+1,j} - R_{z\ i,j}}{\Delta r}$$

$$v_{i,j} > 0 \qquad\qquad v_{i,j} < 0$$

und entsprechend für die axiale Ableitung

Test und Verifikationen wurden mit guten Ergebnissen abgeschlossen.Die wichtigsten Resultate seien zusammenfassend festgehalten

- einfache auch analytisch berechènbare Fälle werden exakt reproduziert.
- die Berechnung eines Mehrzonen-Cores mit diskreten in sich homogenen Zonen und daraus resultierenden Unstetigkeiten (!) ist sehr genau möglich.

Erst damit rechtfertigt sich die etwas unübliche Vorgehensweise.Für die Analyse des offenen Kerns ist natürlich im weiteren kein exakter Vergleich mehr möglich.Umso mehr Bedeutung kommt aber der Qualifikation des Verfahrens an Testbeispielen zu.Die Verläßlichkeit des Lösungsverfahrens insgesamt konnte so nachgewiesen werden.
An der Konvergenzrate und der erreichbaren Endgenauigkeit bestätigte sich,daß sowohl die Schikanenstümpfe als auch hohe Widerstandsbeiwerte im Bereich der durchlässigen Schikanen stark erschwerend wirken.So konnte die Numerik für einen glatten Zylinder einen mittleren relativen Fehler in der Wirbelfunktion η von $1o^{-9}$ erreichen,der für den offenen Kern auf typische Werte von $1o^{-5}$ bis $1o^{-4}$ angehoben. wurde.Die relative Genauigkeit der Strömungsgeschwindigkeit ist dann immer noch mit $1o^{-6}$ bis $1o^{-5}$ sehr zufriedenstellend. Eine weitere Verbesserung könnte später durch feinere Auflösung der Schikanen unternommen werden.

Thermodynamik Lösungsverfahren

Die Lösung der beiden Gleichungen für die innere Energie

$$\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial t} = \frac{\alpha}{1-\gamma} \frac{1}{(\rho c_p)_s} \dot{Q}_n - \frac{k}{(\rho c_p)_s} \frac{2}{R_{st}} (\bar{T}_s - T_f)$$

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{1-\alpha}{\gamma} \frac{1}{(\rho c_p)_f} \dot{Q}_n + \frac{k}{(\rho c_p)_f} \frac{2}{R_{st}} (\bar{T}_s - T_f)$$

$$+ \left(\frac{\lambda}{\rho c_p}\right)_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} \right)$$

$$- u \frac{\partial T_f}{\partial r} - v \frac{\partial T_f}{\partial z}$$

geschieht explizit.Die Gleichungen für Fluid und Struktur können im stationären Fall zu einer einfachen Variante entkoppelt werden.Die Strukturbilanz ist eine gewöhnliche DGL in der Zeit.Sie kann im stationären Fall als algebraische Gleichung nach der Brennstofftemperatur aufgelöst werden.

$$\frac{\partial \bar{T}_s}{\partial t} = 0 \quad \rightarrow \quad \bar{T}_s = T_f + \frac{R_{st}}{2k} \frac{\alpha}{1-\gamma} \dot{Q}_n$$

Damit ist es möglich,den Wärmedurchgangsterm in der Kühlmittelbilanz

$$\frac{k}{(\rho c_p)_f} \frac{2}{R_{st}} \frac{1-\gamma}{\gamma} (\bar{T}_s - T_f) = \frac{\alpha}{\gamma} \frac{1}{(\rho c_p)_f} \dot{Q}_n$$

zu ersetzen.So wird die Kühlmittelgleichung von der Brennstofftemperatur unabhängig.Die Gleichungen sind entkoppelt.

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{1}{(\rho c_p)_f} \frac{1}{\gamma} \dot{Q}_n + a_f \Delta T_f - \underline{w} \nabla T_f \qquad a_f = \left.\frac{\lambda}{\rho c_p}\right|_f$$

Dies bedeutet anschaulich,daß im stationären Fall alle nuklear erzeugte Wärme vom Kühlmittel abgeführt wird.Die so entstandene Kühlmittelgleichung kann nun separat mit erheblichem Rechenzeitgewinn bearbeitet werden.

Bezüglich des anzuwendenden Differenzenverfahrens ist die Ordnung der Ableitungen zu berücksichtigen.Die Quellterme spielen für das Stabilitätsverhalten keine Rolle.In der Kühlmittelgleichung stehen sich Diffusionsterme und konvektive Terme gegenüber.Zentrale Differenzen für die konvektiven Terme erzeugen wiederum level-splitting nach geradzahligen und ungeradzahligen Maschenpunkten.Deshalb muß eine gemischte Form Anwendung finden.Die Wärmeleitungsterme werden nach zentralen Differenzen diskretisiert, während die konvektiven Terme nach dem First-Upwind Verfahren in finite Differenzen umgewandelt werden.
Die Kühlmittelgleichung geht also in die Form über:

$$
\begin{aligned}
T_{f\,i,j}^{k+1} &= T_{f\,i,j}^{k} + \Delta t \left\{ \frac{1}{\gamma (\rho c_p)_f} \dot{Q}_{n\,i,j} \right. \\
&+ \frac{a_f}{r \Delta r} \left(T_{f\,i+1,j}^{k} - T_{f\,i-1,j}^{k} \right) \\
&+ \frac{a_f}{\Delta r^2} \left(T_{f\,i+1,j}^{k} - 2\, T_{f\,i,j}^{k} + T_{f\,i-1,j}^{k} \right) \\
&+ \frac{a_f}{\Delta z^2} \left(T_{f\,i,j+1}^{k} - 2\, T_{f\,i,j}^{k} + T_{f\,i,j-1}^{k} \right)
\end{aligned}
$$

$$
\left\{ \begin{array}{l}
- \frac{u_{i,j}}{\Delta r} \left(T_{f\,i,j}^{k} - T_{f\,i-1,j}^{k} \right) - \frac{v_{i,j}}{\Delta z} \left(T_{f\,i,j}^{k} - T_{f\,i,j-1}^{k} \right) \quad (1) \\
- \frac{u_{i,j}}{\Delta r} \left(T_{f\,i+1,j}^{k} - T_{f\,i,j}^{k} \right) - \frac{v_{i,j}}{\Delta z} \left(T_{f\,i,j+1}^{k} - T_{f\,i,j}^{k} \right) \quad (2)
\end{array} \right\}
$$

$$
(1)\ u_{i,j}\ ,\ v_{i,j} > 0 \qquad (2)\ u_{i,j}\ ,\ v_{i,j} < 0
$$

Dieses Verfahren hat sich als exakt im Vergleich mit analytischen Beispielen und als absolut stabil herausgestellt. Aus der von Neumann'schen Stabilitätsanalyse ergeben sich zwei Kriterien für den Zeitschritt Δt.Die Wärmeleitungsterme sind begrenzt gemäß

$$
\Delta t \leq \frac{1}{2 a_f} \frac{\Delta r^2 \cdot \Delta z^2}{\Delta r^2 + \Delta z^2}
$$

Für die konvektiven Terme ist die Courant-Zahl das maßgebende Kriterium $C = \Delta t\,(u/\Delta r + v/\Delta z)$

$$\Delta t \leq \frac{1}{u/\Delta r + v/\Delta z}$$

Zur Abschätzung der beiden Kriterien gelten in dimensionsloser Form etwa folgende Größenordnungen

$$a = 1o^{-4} \qquad u = 1o^{o} \qquad \Delta r = 1o^{-2}$$

Für die beiden Kriterien also

$$\frac{\Delta r^2}{a} = 1o^{o} \qquad \frac{\Delta r}{u} = 1o^{-2}$$

Das Courant-Kriterium liegt also zwei Größenordnungen unter dem der Leitungsterme.Die konvektiven Terme sind in der Kühlmittelgleichung dominant.Sie haben die gleiche mathematische Form wie die konvektiven Terme der Wirbeltransportgleichung. Daher ist das Stabilitätskriterium identisch.Die Thermodynamik kann synchron mit der Hydrodynamik bei einem festen Zeitschritt

$$\Delta t = \left(\max_{i,j}(u)/\Delta r + \max_{i,j}(v)/\Delta z \right)^{-1}$$

gerechnet werden.
Für instationäre Berechnungen geschieht die Kopplung über den Quasi-Quellterm des Wärmestroms über die Hüllrohroberfläche. Die zu einem Zeitpunkt t+Δt errechnete Natrium-Temperatur wird in der Brennstoffbilanz zur Bestimmung der aktuellen Änderung der Strukturtemperatur verwendet.

$$\bar{T}^{k+1}_{s\ i,j} = \bar{T}^{k}_{s\ i,j} + \Delta t \left\{ \frac{\alpha}{1-\gamma} \frac{1}{(\rho c_p)_s} \dot{Q}_{n\ i,j} - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{(\rho c_p)_s} \frac{2}{R_{st}} \left(\bar{T}^{k}_{s\ i,j} - T^{k}_{f\ i,j} \right) \right\}$$

Die explizit zeitabhängigen Gleichungen also Wirbeltransportgleichung sowie Fluid- und Strukturbilanz werden für instationäre Probleme mit dem stabilisierenden EULER-CAUCHY Verfahren gelöst.Auf diese Weise werden Driftfehler konpensiert und auch über längere Zeiträume können zuverlässige instationäre Ergebnisse erzielt werden.

Druckberechnung

Die Druckberechnung spielt im Gesamt-Zusammenhang nur eine untergeordnete Rolle.Sie wird daher nur kurz skizziert.

Systembedingt kann der Gesamtdruck am Kerneintritt definiert werden.Er ist durch die Auslegung des Primärkreislaufs festgelegt.Um eine Dirichlet'sche Randbedingung für den statischen Druck am Kerneintritt angeben zu können, muß das Eintrittsprofil aus der Lösung des Geschwindigkeitsfeldes übernommen werden.

$$p(r,z=o) = P_{ges,e} - \frac{1}{2} \rho v^2(r,z=o)$$

Auf der Symmetrielinie gilt die axiale Impulsbilanz in vereinfachter Form

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - g + R_z - v \frac{\partial v}{\partial z}$$

Mit Hilfe dieser Form wird der statische Druck entlang der Symmetrieachse bis zum Kernaustritt hochintegriert. Der so errechnete zugehörige Gesamtdruck am Kernaustritt ermöglicht wie am Eintritt die Angabe einer Dirichlet'schen Randbedingung für den statischen Druck.
An der Ringraumwand wird der radiale Druckgradient gleich null gesetzt.Auf diese Weise sind starke Randbedingungen definiert,die eine explizite Lösung der Poisson-Gleichung begünstigen.
Das weitere Vorgehen ist aus der Behandlung der Strom-unktions funktionsgleichung übertragbar.

Die Poisson-Gleichung für den statischen Druck wird gemäß der Methode der sukkzessiven Überrelaxation (SOR) gelöst. Der optimale Relaxationsparameter beträgt in diesem Fall bei 52 x 91 Maschenelementen $\omega_o = 1.970$.

Die finite Differenzen-Darstellung lautet

$$
\begin{aligned}
p_{i,j}^{k+1} = p_{i,j}^{k} + \frac{\omega_o}{2(1+\beta^2)} \Big\{ & \quad 1 \quad \times \quad p_{i,j+1}^{k} \\
+ & \quad 1 \quad \times \quad p_{i,j-1}^{k+1} \\
- & \quad \left(2(1+\beta^2) + \beta^2(\varepsilon^2 - \frac{\varepsilon}{(i-1)}) \right) \quad \times \quad p_{i,j}^{k} \\
+ & \quad \beta^2(1 + \frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2(i-1)}) \quad \times \quad p_{i+1,j}^{k} \\
+ & \quad \beta^2(1 - \frac{\varepsilon}{2} - \frac{1}{2(i-1)}) \quad \times \quad p_{i-1,j}^{k+1} \\
- & \quad \Delta z^2 \quad \times \quad s_{i,j} \Big\}
\end{aligned}
$$

wobei $\varepsilon \neq o$ nur an der Zonengrenzfläche, mit der Definition

$$\varepsilon = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_2 + \gamma_1}$$

Ein so ermitteltes Druckfeld ist für einen charakteristischen Fall mit wenig durchlässigen Schikanen und geschlossener Drossel dargestellt.

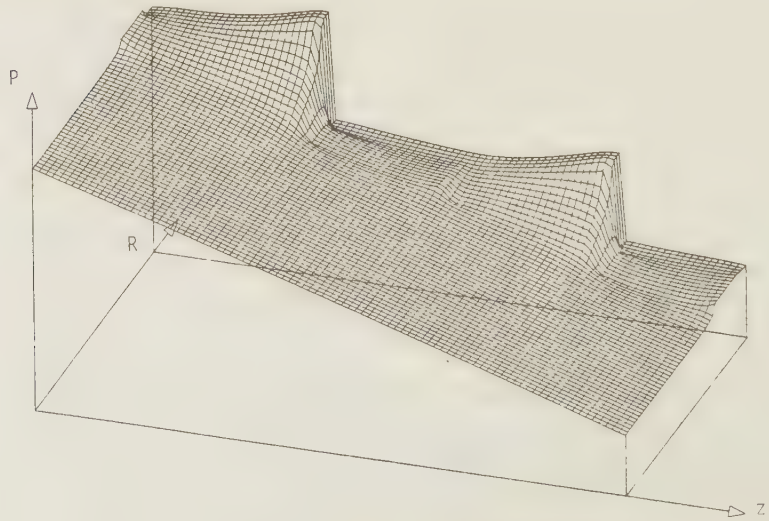


Abb. 3.6 Typisches Druckfeld im offenen Kern

Einige Ergebnisse der Auslegung

- Daten und Auslegungskriterien
- Erfahrungen aus Parameterstudien
- Definition einer Referenzkonfiguration

Daten und Auslegungskriterien

Die Idee eines Auslegungskriteriums soll es ermöglichen, Parameteruntersuchungen eindeutig zu qualifizieren.

Prinzipiell erbringt natürlich eine möglichst hohe thermodynamische Mischungstemperatur im oberen Austrittsplenum den gewünschten hohen Wirkungsgrad.
Aus einer Reihe von Gründen ist die Maximaltemperatur aber begrenzt:

- werkstofftechnische Belastungen
- maximal zulässige Hüllrohrtemperatur
- Wärmespannungen
- Heizflächenbelastungen
- Sicherheitsabstand gegen Natrium-Sieden

Die Bedeutung dieser Aspekte läßt den höchstbelasteten Kanal für die Auslegung maßgebend werden und setzt nach oben hin feste thermische Grenzwerte.Schlüssige Kriterien müssen daher sein:

- Austrittstemperatur an jeder Stelle unter dem maximal zulässigen Wert
- möglichst geringe Varianz um den Mittelwert für ein ausgeglichenes Temperaturprofil und zur Vermeidung von Spannungen

Um die Referenz des SNR-3oo beizubehalten,werden dabei folgende Daten unverändert übernommen

Thermische Reaktorleistung	P_{th} = 756 MW_{th}
Natrium-Eintrittstemperatur	T_e = 65o K
Maximale Austrittstemperatur	T_{max} = 863 K

Die obengenannten Forderungen lassen sich in ein praktisches Kriterium umsetzen.Als feste Vorgabe wird darin die Begrenzung der höchstbelasteten Position angesehen.

Dann ist die Höhe der mittleren Austrittstemperatur im Plenum ein Qualitätsmaß im Sinne der thermohydraulischen Auslegung. Denn so wird der Wirkungsgrad unter der begrenzenden Prämisse $T(r,H) \leq T_{max}$ optimal ausgenutzt. Auch muß so die radiale Varianz wie beabsichtigt klein sein, um die werkstofftechnischen Belastungen zu senken.
Der Rahmen für die Auslegungsuntersuchungen sieht also vor, die zulässige Maximaltemperatur in Anlehnung an den SNR-300 festzusetzen und die Ergebnisse an der thermodynamischen Mischungstemperatur zu beurteilen. Sie sei unter der Annahme adiabater Vermischung im oberen Plenum durch die abgeführte thermische Reaktorleistung $\dot{Q}$ definiert.

$$\dot{Q} = \dot{m}\, c_p (T_{mix} - T_e)$$

Der integrale Massendurchsatz lautet für das poröse Medium

$$\dot{m} = 2\pi\rho \int \gamma(r,z)\, v(r,z)\, r\, dr$$

Die integral abgeführte Leistung kann aus der Lösung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes ermittelt werden.

$$\dot{Q} = -\, 2\pi\rho \int c_p \gamma(r)\, v(r,H)\, (T(r,H) - T_e)\, r\, dr$$

oder mit der Definition der Stromfunktion

$$\dot{Q} = -\, 2\pi\rho c_p \left(\int_0^R \frac{\partial \Psi}{\partial r}(r,H)\, T(r,H)\, dr - T_e \Psi(r,H) \right)$$

Faßt man nun die oberste Gleichung als Definition für T_{mix} auf, so ergibt sich die Vorschrift

$$T_{mix} = \frac{-1}{\Psi(R)} \int_0^R \gamma(r)\, v(r,H)\, T(r,H)\, r\, dr$$

An dieser thermodynamischen Mischungstemperatur wird die Auslegung im folgenden bewertet.

Erfahrungen aus Parameterstudien

Die Funktionsfähigkeit des entwickelten Verfahrens zur thermohydraulischen Analyse des offenen Kerns wird an den nachfolgend erörterten Ergebnissen dargestellt.
Quantitative Aussagen zur Realisierung des Strömungsfeldes und Temperaturfeldes sind möglich.Damit kann die Wirksamkeit der geplanten strömungsführenden Maßnahmen beurteilt werden.Die Gestaltung des offenen Kerns ist somit einer Auslegung zugänglich.Hier kommt es allerdings nur darauf an, Parametervariationen exemplarisch aufzuzeigen.Die Strategie und Vorgehensweise zur eigentlichen Auslegungsoptimierung finden sich in einer detaillierten Diskussion bei BASLER /2/.

Für den gegebenen Kern wurden die Basiswerte aus Abschnitt II.4 verwendet.Ausgehend davon sind Variationen untersucht worden.
Für die Realisierung der mäanderförmigen Strömung stellten sich wesentliche Parameter heraus.

- Durchlässigkeit und
- axiale Position der Schikanen
- Öffnungsquerschnitt der Ringraumdrossel
- axialer Widerstand der Abstandshalter in der Brutzone

Dagegen ist der radiale Widerstand der Brutzone für die Auslegung zwar bedeutsam - er sollte möglichst gering sein - , er kann aber nicht als freier Parameter angesehen werden. da die Stabanordnung in so engen Grenzen festliegt,daß ein signifikant niedrigerer Strömungswiderstand nicht erzielbar ist.Eine Beeinflussung des radialen Widerstandes ist ohnehin auch durch Abstandshalter oder Schikanen nicht möglich,da sie radialen Strömungskomponenten nur geringe Versperrungen entgegegensetzen.Da der Kühlmitteldurchsatz in der Brutzone zugunsten dessen in der Spaltzone verringert werden muß,ist eine relativ hohe Versperrung durch die Abstandshalter in der Brutzone sinnvoll.Der Effekt ist den angeführten Rechnungen deutlich zu entnehmen.

Die Auslegung das offenen Kerns ist zu messen an dem Basisfall,der sich ergibt,wenn die strömungsführenden Maßnahmen nicht genutzt werden.
Der Kern wird dann charakterisiert durch Schikanenstümpfe, im Ringraum,eine vollständig geöffnete Drossel,einen niedrigen axialen Widerstand in der radialen Brutzone sowie ganz entfallende durchlässige Schikanen.

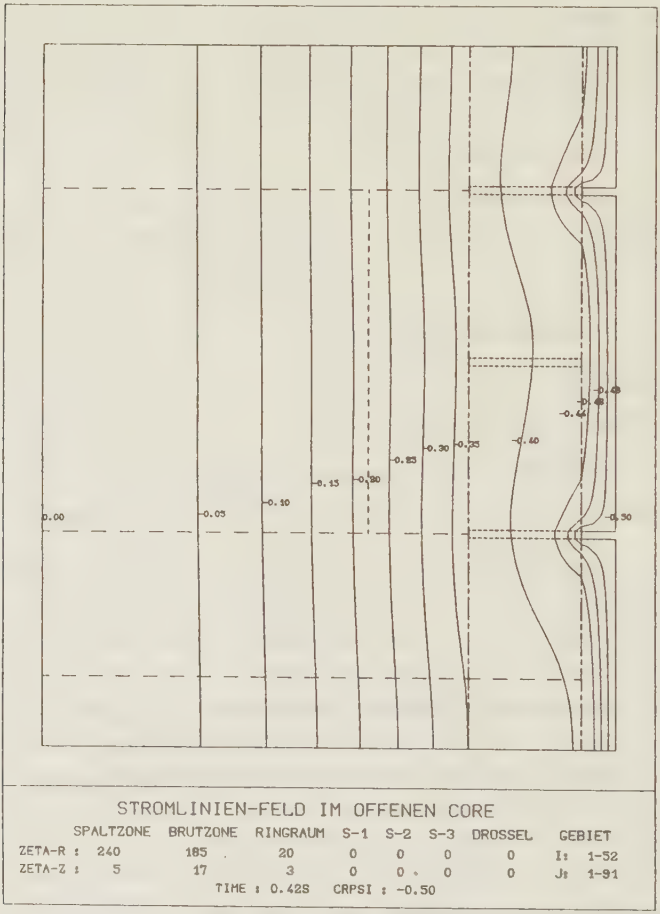


Abb. 4.1 Strömungsfeld ohne führende Maßnahmen

Die Austrittstemperatur fällt über den Kernradius steil ab und die thermodynamische Mischungstemperatur im oberen Plenum liegt mit 787 K soweit unter der Maximaltemperatur, daß nur eine Aufwärmspanne von 137 K erreicht wird.
Es muß allerdings darauf hingewiesen werden,daß auch in diesem Basisfall einige Merkmale in Richtung der Auslegung zum radialen Temperaturausgleich beitragen.Allein die Schikanenstümpfe,die geringere Porosität der Brutzone,sowie der höhere Widerstandsbeiwert des Stabgitters in der Brutzone verbessern den Temperaturausgleich gegenüber einem homogenen Strömungsfeld.Bei parallelem gleichmäßig porösem Strom wäre die Austrittstemperatur proportional dem mittleren Leistungsdichteprofil,welches erheblich steiler nach außen hin abfällt.(vgl. Abb. 1.5)
Eine Steigerung des axialen Widerstandes in der Brutzone vermöge der Abstandshalter-Gestaltung kann zwar noch keinen radialen Austausch zwischen thermisch unterschiedlich belasteten Regionen bewirken,jedoch verschiebt sich das Geschwindigkeitsprofil über den Kernradius deutlich zugunsten der Spaltzone.

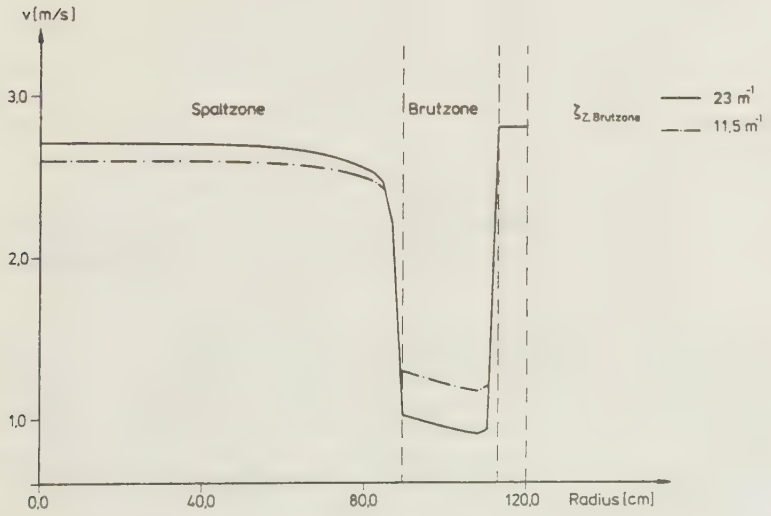


Abb. 4.2 Geschwindigkeitsprofile bei Variation des axialen Widerstandes in der Brutzone

Der Nutzen zeigt sich an der Austrittstemperatur durch ein Anheben der Werte in der Brutzone.Es erscheint kaum möglich,den äußersten Bereich des Ringraums am Kernaustritt wesentlich über die Eintrittstemperatur zu erhitzen. Für die Auslegung kommt es mehr darauf an,den Durchsatz in diesem Bereich zu minimieren,um so einen geringen Beitrag zur Mischtemperatur zu erzielen.Gegebenenfalls könnte der Ringraum oberhalb der dritten Schikane auch aus dem durchströmten Gebiet ausgenommen werden,um die Strömung dort ganz auf die Spalt- und Brutzone einzuschnüren.

Querkomponenten im Stromlinienfeld sind ohne den Einsatz der Schikanen noch so gering,daß eine radiale "Integration" des Temperaturfeldes noch nicht stattfindet.

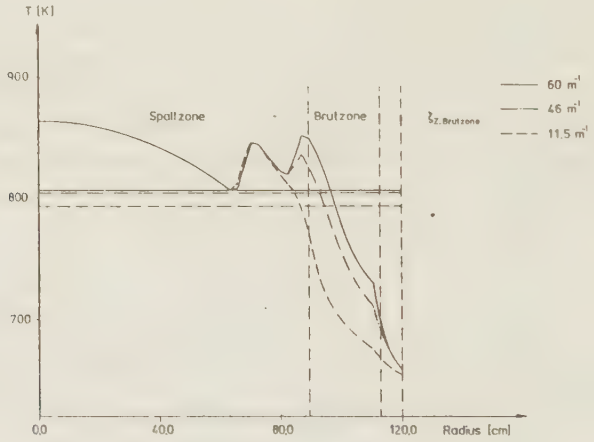


Abb. 4.3 Austrittstemperaturen bei wenig durchlässigen Schikanen zu verschiedenen axialen Widerständen der Brutzone

Die Austrittstemperatur zeigt mit steigendem axialem Widerstandsbeiwert in der Brutzone eine erhöhte Mischtemperatur beziehungsweise einen verbesserten radialen Temperaturausgleich.
Die Wirksamkeit der durchlässigen Schikanen und der Drossel soll im folgenden nachgewiesen werden.

Nimmt man für die Schikanen einen relativ hohen Versperrungsgrad an,so erreicht man schnell das 1o - 2o fache des normalen Widerstandsbeiwertes in der Brutzone.
Tatsächlich stellt sich die typische mäanderförmige Stromlinienführung - wie sie beabsichtigt war - bei gleichmäßig versperrten Schikanen und geöffneter Drossel ein.

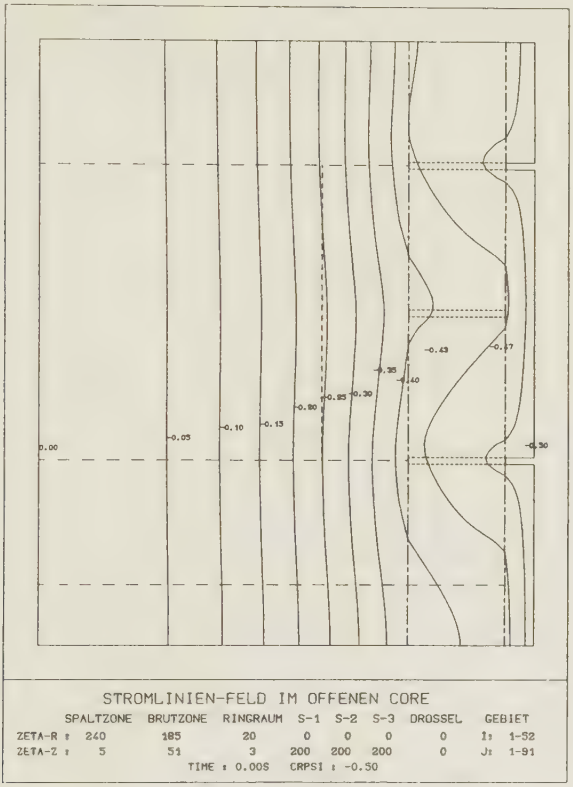
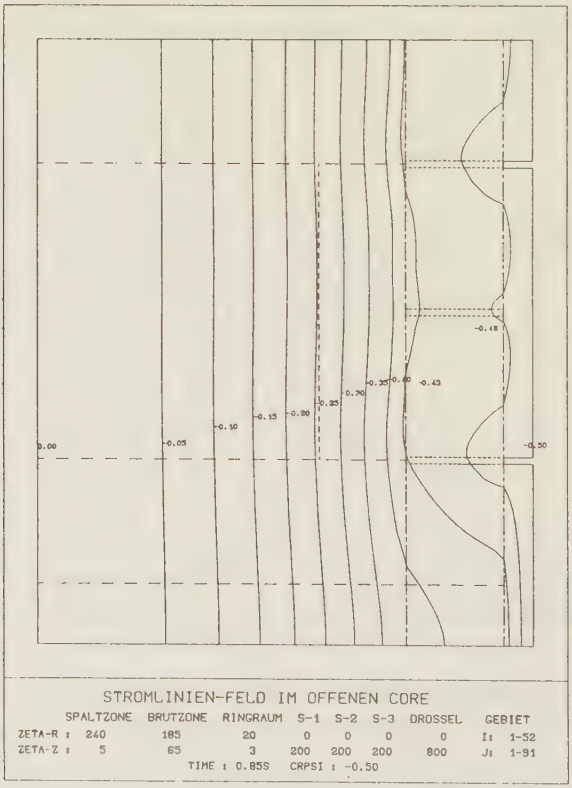


Abb. 4.4 Strömungsfeld mit wenig durchlässigen Schikanen und geöffneter Drossel

Es ist sehr anschaulich zu erkennen,wie die Stromlinien zunächst verstärkt in die Spaltzone gedrängt werden,und wie bei der Kaminzugwirkung der geöffneten Ringraumdrossel diese Stromlinien vor der mittleren Schikane wieder aus dem

Zentrum in das radiale Blanket herausgelenkt werden.
Neben der radialen Ablenkung ist es interessant,hervorzuheben,wie die am äußeren Rand der Brutzone eintretende Stromlinie bis zum Kernaustritt ganz in die Spaltzone gedrängt wird wird.Ganz im Sinne der Auslegung wird so das Gewicht des austretenden Kühlmittelstroms auf die thermisch hoch belastete Spaltzone konzentriert.
Die Wirksamkeit der Drossel ist an einer analogen Rechnung sehr eindrucksvoll zu erkennen,wenn lediglich der Widerstandsbeiwert im Bereich der Drossel drastisch erhöht wird.



STROMLINIEN-FELD IM OFFENEN CORE

	SPALTZONE	BRUTZONE	RINGRAUM	S-1	S-2	S-3	DROSSEL	GEBIET
ZETA-R :	240	185	20	0	0	0	0	I: 1-52
ZETA-Z :	5	65	3	200	200	200	800	J: 1-91

TIME : 0.855 CRPSI : -0.50

Abb. 4.5 Strömungsfeld mit geschlossener Drossel und wenig durchlässigen Schikanen

Tatsächlich ermöglicht also die Drossel gerade im Bereich der Brutzone eine einstellbare Variation des Temperaturfeldes.

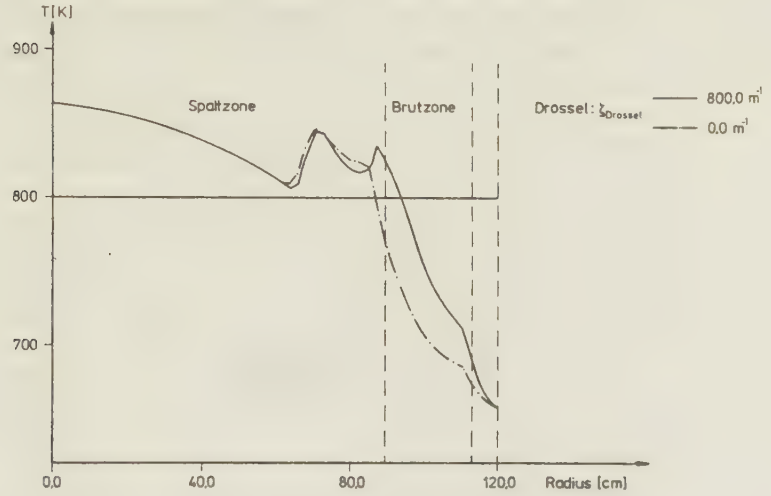


Abb. 4.6 Einstellbereich der Ringraumdrossel

Das Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit zeigt,wie im Drosselgebiet die Geschwindigkeiten sinken und statt dessen eine Umlenkung durch die Brutzone erzeugt wird.

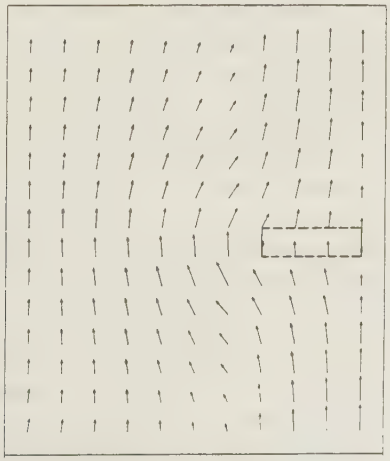


Abb. 4.7 Geschwindigkeitsfeld um Ringraumdrossel

Dieses Vektorfeld ist auch im Bereich der Schikanen eindrucksvoll.Man erkennt hier,wie vor allem bereits im Vorfeld der Schikanen eine Umlenkung nach innen stattfindet.Andererseits ist der Durchsatz im teildurchlässigen Bereich noch recht erheblich.Die dargestellten Vektorfelder geben die volle numerische Auflösung wieder.

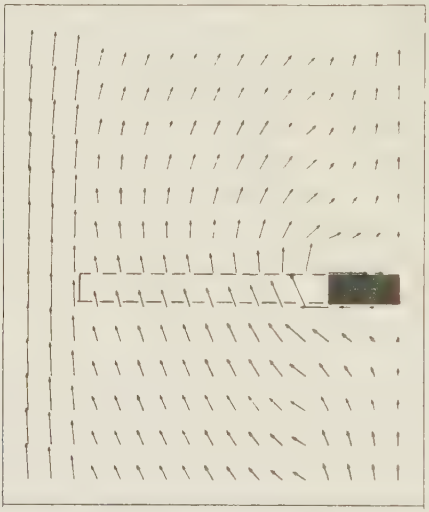


Abb. 4.8 Geschwindigkeitsfeld um eine Schikane

Wenn auch angesichts dieser Detailausschnitte die Vielzahl der Maschenpunkte im Kern deutlich wird,so ist doch die schlechte Auflösung der Schikanen unübersehbar.Daher erklärt sich,wenn die Numerik bei höheren Widerstandswerten an ihre Grenzen stößt,da im Bereich der Schikanen von einem Maschenpunkt zum anderen Sprünge von mehr als einer Größenordnung verarbeitet werden müssen.In der derzeitigen Version sind bis hin zu Werten von etwa $\zeta = 25o\ m^{-1}$ auf den Schikanen absolut stabile,konvergente Lösungen mit hohen Genauigkeitsanforderungen möglich.Darüber sind zwar noch qualitativ richtige Ergebnisse zu erzeugen;die ansonsten gute Konvergenz bricht aber sehr abrupt ab.Es wäre für eine Weiterentwicklung wünschenswert,eine Detailuntersuchung mit hoher Punktdichte als Lupe im Bereich der Schikane anzustellen,um so eventuell Erfahrungen für die Verbesserung der numerischen Bearbeitung zu erhalten.

Um die Möglichkeiten der Auslegung abzustecken,wurde ein Extremfall völlig undurchlässiger Schikanen untersucht. Dazu werden die Randbedingungen der Schikanenstümpfe auf die normalerweise teildurchlässigen Bereiche übertragen.Auf diese Weise wird auch die Brutzone blockiert und der gesamte Kühlmittelstrom wird auf der Höhe der Schikanen durch die Spaltzone geführt.

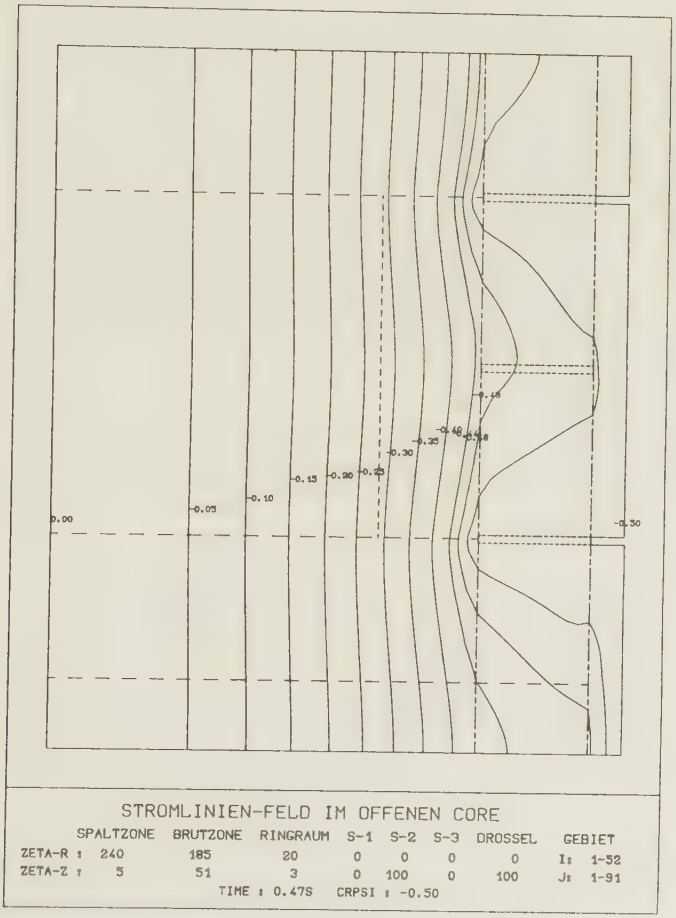


Abb. 4.9 Extremfall völlig undurchlässiger Schikanen

Jetzt ist die Brutzone nur noch sehr wenig am Kerndurchsatz beteiligt.Die Spaltzone trägt auch ohne Brennelementkästen den dominanten Kühlmitteldurchsatz.Hinter völlig undurchlässigen Schikanen kann es dann allerdings zu Rezirkulationen kommen,die lokale Oberhitzung nach sich ziehen. Da die Schikanen real immer einen gewissen Öffnungsquerschnitt aufweisen, ist die Ausbildung stabiler Rezirkulationsgebiete auszuschließen.
Durch Erhitzung würde außerdem Naturkonvektion einsetzen,und so eine zusätzliche Wärme- und Natriumabfuhr bewerkstelligen.

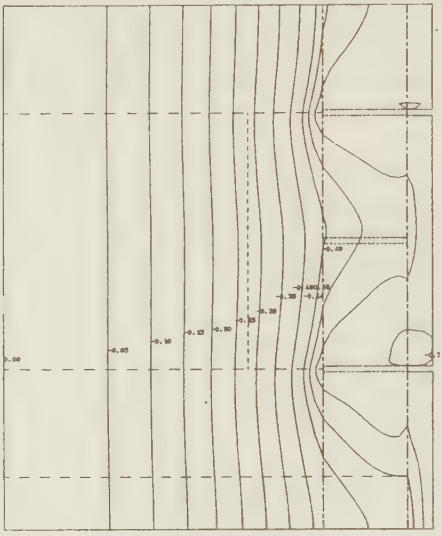


Abb. 4.1o Rezirkulationen

Der radiale Temperaturausgleich wird durch nahezu undurchlässige Schikanen allerdings sehr gut gewährleistet.

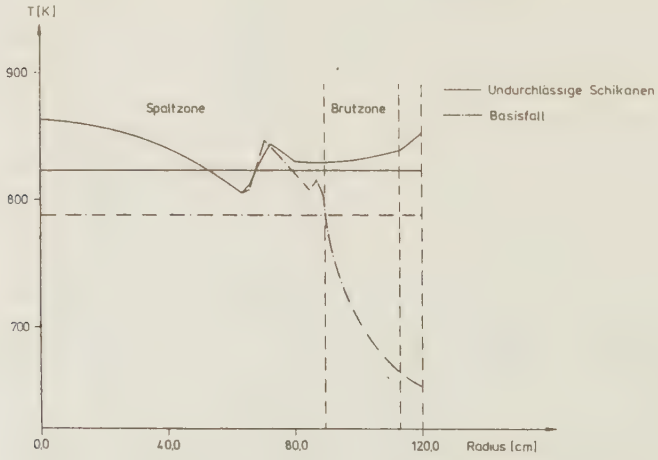


Abb. 4.11 Vergleich der Austrittstemperaturen im Basisfall und im Extremfall undurchlässiger Schikanen

Ein Eindruck des radialen Temperaturausgleichs ist sehr anschaulich in dreidimensionaler Darstellung zu bekommen.

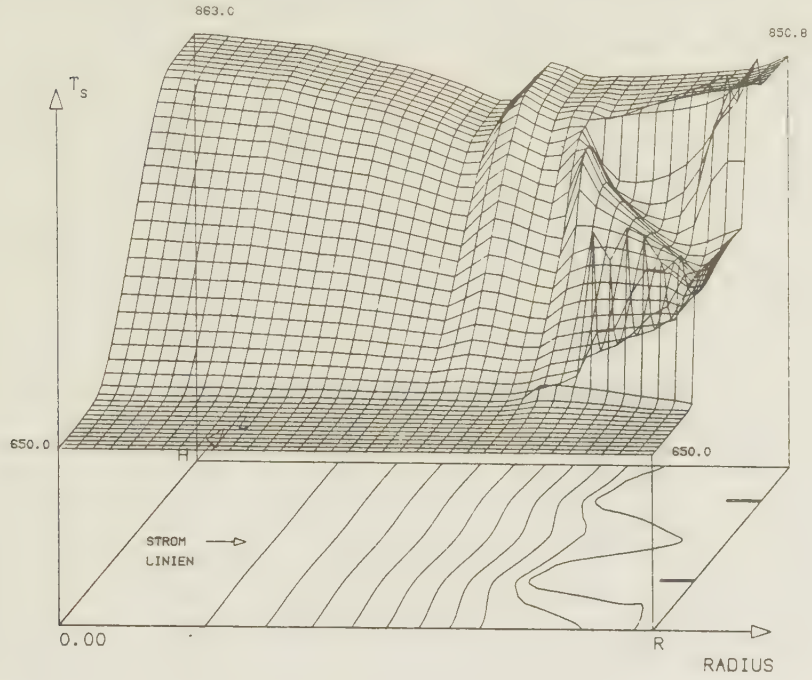


Abb. 4.12 Stromlinien und Kühlmitteltemperaturen im Extremfall undurchlässiger Schikanen

Es konnte insgesamt gezeigt werden,daß die strömungsführenden Maßnahmen geeignet sind,die Auslegung eines Kerns auch unter Verzicht auf Brennelementkästen vorzunehmen.Zur weiteren Untersuchung sei auf die Arbeit von BASLER /2/ verwiesen.

Aus den Ergebnissen,die hier vorgestellt wurden,sollen noch zwei Aspekte herausgegriffen werden,die die Kapazität des Lösungsverfahrens verdeutlichen.
Die Modifikation der Navier-Stokes Gleichung,wie sie in der Herleitung beschrieben wurde,bietet zunächst keine Anhaltspunkte,ob die Analyse typischer Strömungsvorgänge,die aus der Berechnung von Kontinuums-Strömungen bekannt sind,

weiterhin richtig möglich ist.Als solches typisches Phänomen kann etwa die Ablösung von Rezirkulationsgebieten im Nachlauf von Hindernissen gewertet werden.Das verwendete Verfahren ist auch für die makroskopische Auflösung in der Lage,diese Effekte zu beschreiben.

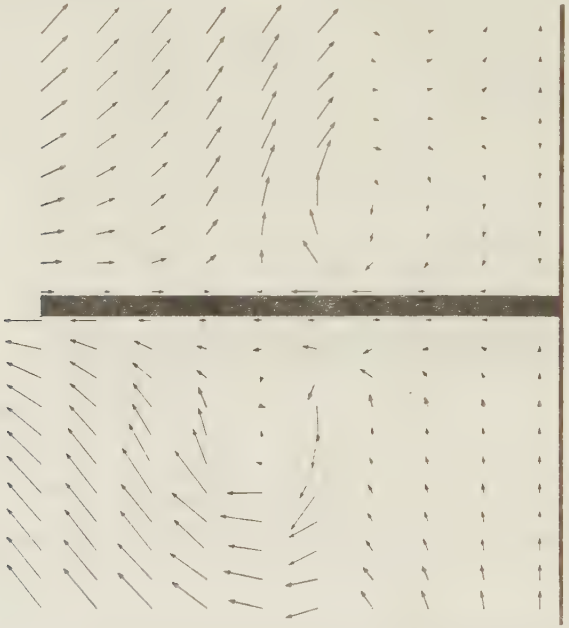


Abb. 4.13 Rezirkulation im Quasi-Kontinuum hinter einer undurchlässigen Schikane

Eine unübliche Anforderung an die Lösung bestand darin, den Übergang der Strömung zwischen diskreten unterschiedlich porösen Zonen zu reproduzieren.Die Methode der Verwendung von Heaviside- und Dirac-Funktionen zur Darstellung des Porositätssprungs hat sich gut bewährt.Löst man etwa die Stromlinien beim Eintritt vom Ringraum in die Brutzone hoch auf,so wird der abknickende Verlauf deutlich.Dieser Vorgang entspricht der Brechung von Licht an optisch unterschiedlich dichten Medien.
Die numerische Lösung reproduziert diesen Verlauf sauber und ohne Stabilitätsprobleme.

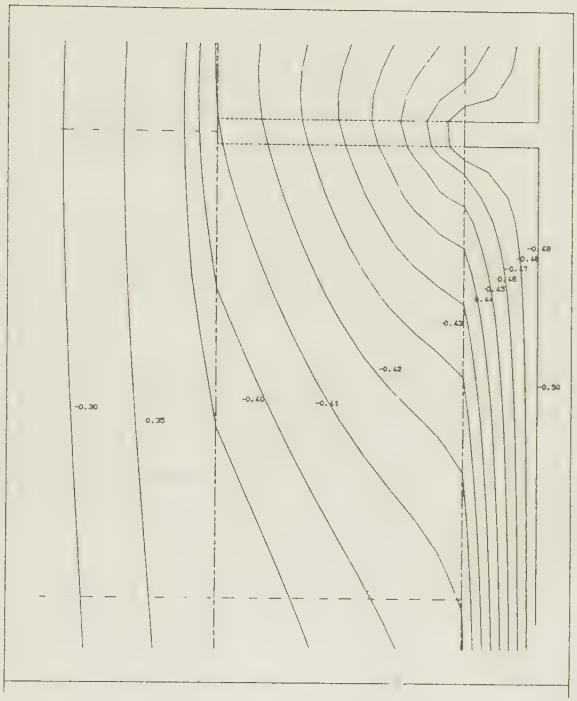


Abb. 4.14 Brechung der Stromlinien am Durchgang zwischen unterschiedlich porösen Medien

Die numerische Verfahrensweise ist also den Bedürfnissen zur Analyse des offenen Kerns angemessen.

Die Möglichkeiten,die das Konzept des offenen Kerns zur Strömungsführung und thermohydraulischen Auslegung vorsah, haben sich quantitativ bestätigt.

Definition einer Referenzkonfiguration

Für die Analyse der Einleitungsphase eines hypothetischen Störfalls wird eine Kernanordnung festgelegt,die bereits wesentliche Auslegungsmerkmale enthält und einer späteren Optimierung in etwa entspricht.

Für die instationären Überlegungen ist besonders ein Kern mit relativ hohem Abbrandzustand interessant.Deshalb wird der Datensatz der Leitungsdichteverteilung auf das Ende des ersten Abbrandzyklus bezogen.
Die Ringraumdrossel soll bei hohem Abbrand geöffnet sein; ihr wird kein zusätzlicher Widerstandsbeiwert überlagert.
Um der Auslegung zu entsprechen,wird der axiale Widerstandsbeiwert der Brutzone sowie der drei Schikanen hoch angesetzt.
Die axiale Position bleibt auf die Ober- und Unterkante beziehungsweise die Mitte der Spaltzone fixiert.
Als Widerstandsbeiwerte werden so insgesamt gesetzt:

Widerstandsbeiwerte $\zeta/[m^{-1}]$		radial	axial
Stabgitter	Spaltzone	24o.o	3.o
	Brutzone	185.o	5.9
	Ringraum	2o.o	o.5
Abstands-halter	Spaltzone	o.o	2.o
	Brutzone	o.o	46.o
	Ringraum	o.o	2.5
Schikanen	(1 - 3)	o.o	2oo.o
Ringraumdrossel		o.o	o.o

Tabelle 4.1 Widerstandsbeiwerte der Referenzkonfiguration

Analyse der Einleitungsphase im LOF-Störfall

- Verhalten des Primärkreislaufs bei LOF
- Einphasige Ergebnisse im Vergleich zum SNR-300
- Verwendung von NATOF für den offenen Kern
- Natrium-Sieden und Bewertung

Verhalten des Primärkreislaufs bei LOF

Die Einleitung eines LOF-Störfalls (→ loss of coolant flow) setzt den gleichzeitigen Ausfall aller Hauptkühlmittelpumpen im Primärkreislauf und zusätzlich das Versagen aller Abschaltmechanismen voraus.Etwa bedingt durch den Wegfall der elektrischen Antriebsversorgung laufen in diesem Fall die Umwälzpumpen frei aus.Entsprechend sinkt dann mit der Zeit Durchsatz und Förderdruck.

Der Förderdruck und das auf die Antriebswelle wirkende Gegenmoment sind dabei jeweils Funktionen des Durchsatzes $\dot{V}$ und der Drehzahl ω .Hierzu sind die Kennlinien einer Pumpe des SNR-3oo zugrunde gelegt.Da der Druckverlust über das Stabgitter im offenen Kern (< 1 bar) niedriger liegt als im SNR-3oo,ergeben sich einige beachtenswerte neue Aspekte. Die Pumpen können mit einem zu niedrigerem Förderdruck verschobenem Arbeitspunkt gefahren werden.Wie sich zeigte,bedeutet dies für den Pumpenauslauf eine Verlangsamung um 1o %. Dies begünstigt eine eventuelle Verzögerung des Natrium-Siedens.Für einen Primärkreislauf vom Loop-Typ ist der mögliche Druck durch Naturkonvektion etwa 3o mbar.Im Gegensatz zum SNR-3oo ist dieser Beitrag beim offenen Kern nicht mehr vernachlässigbar,wenn der Nenndurchsatz unter etwa 2o % absinkt.So bekommt der Naturumlauf im offenen Kern verstärkte Bedeutung.Der Siedeeinsatz wird weiter verzögert und möglicherweise kann die Kühlbarkeit ohne Natrium-Sieden sogar über längere Zeiträume sichergestellt werden.Zumindestens wenn man den Einbau eines offenen Kerns in einen Pool-Typ erwägt, könnte Natrium-Sieden über längere Zeiträume unterdrückt werden.

In der zeitlichen Bilanz des Pumpenauslaufs sind Massenträgheit,also kinetische Energie des im Primärkreislauf bewegten Natriums,sowie ein quadratisches Widerstandsgesetz für den Druckverlust durch Reibung im Kreislauf berücksichtigt. So ergibt sich für Durchsatz und Drehzahl ein gekoppeltes System von zwei gewöhnlichen Differentialgleichungen,das numerisch integriert wird.

Das System wird in dimensionslos homologer Darstellung angegeben.Diese Form betrachtet Förderdruck,Bremsmoment Kreisfrequenz und Volumenstrom als relative auf den Auslegungspunkt bezogene Größen.Für das Trägheitsmoment sind alle rotierenden Massen,einschließlich des im Laufrad der Kreiselpumpe befindlichen Natriums berücksichtigt. Mit relativer Drehzahl $\Omega = \omega/\omega_a$ und relativem Durchsatz $Q = \dot{M}/\dot{M}_a$ gilt

$$\frac{dQ}{dt} = c_1 Q^2 + c_2 Q\Omega + c_3 \Omega^2$$

$$\frac{d\Omega}{dt} = (c_4 Q^2 + c_5 Q\Omega + c_6 \Omega^2)/(1 - e^{-6\Omega})$$

Für die SNR Pumpenkennlinie gilt der Datensatz

$c_1 = -1.51$ $\quad c_2 = 0.38$ $\quad c_3 = 0.95$

$c_4 = 0.12$ $\quad c_5 = -0.55$ $\quad c_6 = -0.12$

Die numerische Lösung ist beginnend vom Ausfall der Antriebsmomente für den Durchsatz normiert auf den Betriebszustand graphisch dargestellt.

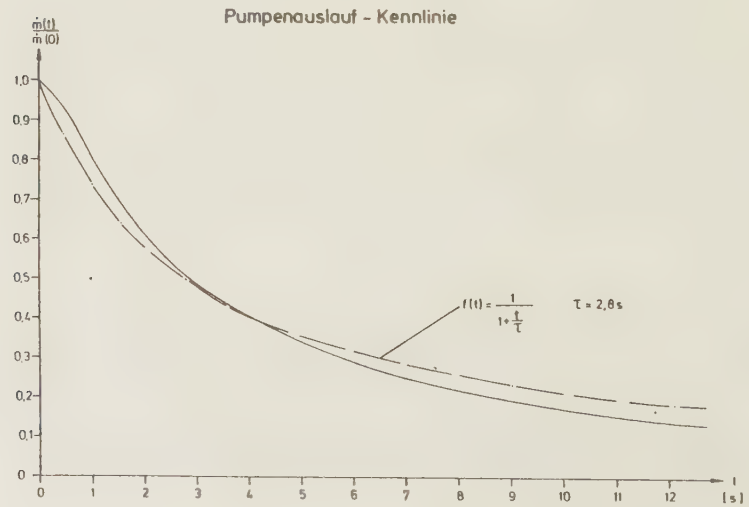


Abb. 5.1 Pumpenauslaufkennlinie für den offenen Kern

Der Durchsatz definiert die instationären Randbedingungen zur thermohydraulischen Analyse des offenen Kerns.
Die Variation des Massendurchsatzes ist in der gewählten Formulierung mit Hilfe der Stromfunktion sehr leicht einzubeziehen.Der Wert der Stromfunktion am rechten Rand entspricht dem Massendurchsatz.Dieser wird nach Maßgabe der normierten Auslauffunktion herabgesetzt.So kann direkt zu jeder Zeit t der gewünschte Massendurchsatz eingestellt werden.

Zur Auswertung kann man entweder das Gleichungssystem (5.1) synchron mit der instationären Thermohydraulik integrieren, oder man nutzt die Entkopplung zwischen Primärkreislauf und Kern in den ersten Sekunden aus,um eine explizite Zeitfunktion zu definieren.
Dazu bietet sich eine einfache gebrochen rationale Funktion an.

$$\frac{\dot{V}(t)}{\dot{V}_o} = f(t) = \frac{1}{1 + t/\tau}$$

Die Zeitkonstante $\tau = 2.8$ s ergibt eine gute Übereinstimmung mit der exakten Lösung.Das entsprechende Zeitverhalten ist zum Vergleich mit in Abb. 5.1 aufgenommen.
Für die Bewertung der Ergebnisse des Pumpenauslaufs sind die geringfügigen Diskrepanzen unerheblich.

Einphasige Ergebnisse im Vergleich zum SNR-3oo

Das vorgestellte Analyseverfahren hat sich auch in der instationären Anwendung auf den Pumpenauslauf-Störfall im offenen Kern bewährt.Die Ergebnisse sind qualitativ gut mit denen des SNR-3oo vergleichbar.
Eine wesentliche Veränderung der Strömungsform tritt im offenen Kern auch bei sinkendem Durchsatz nicht ein.
Der Temperaturanstieg ist in der Spaltzone stärker ausgeprägt als in der Brutzone.Die maximale Temperaturanstiegsgeschwindigkeit liegt bei etwa 4o K/s.

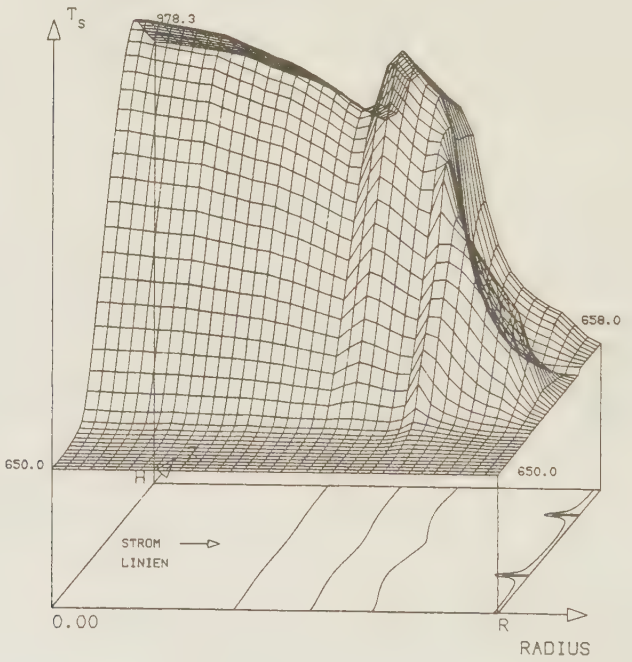


Abb. 5.2 Stromlinien und Kühlmitteltemperaturen im LOF-Störfall zur Zeit t = 4 s.

Bereits 4 s nach Pumpenausfall zeigt sich ein typischer dynamischer Effekt an der Natrium-Temperatur,der auch beim SNR-3oo zu beobachten ist.

Während in der stationären Konfiguration die maximale Natrium-Temperatur am oberen Kernrand liegt,wandert dieses Maximum nach unten bis etwa an die Oberkante der Spaltzone. Die Temperatur fällt also zum Austritt hin wieder ab.

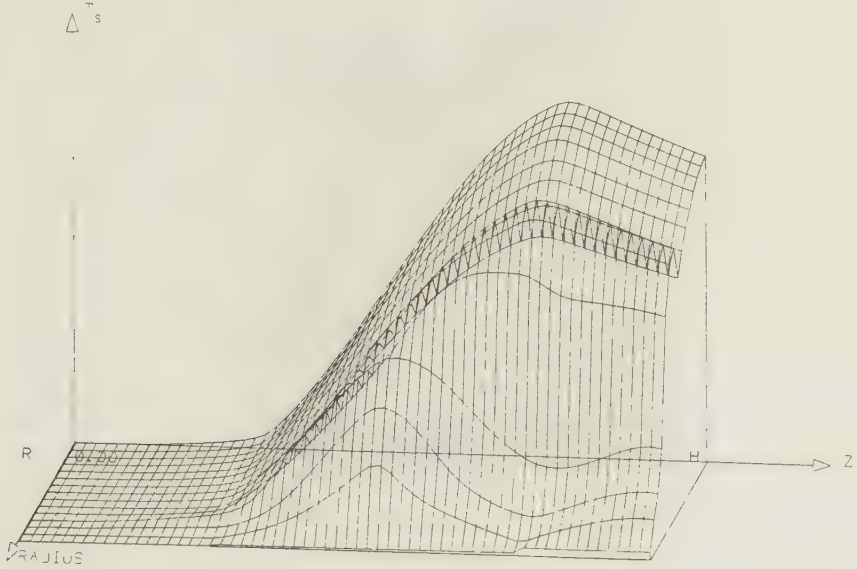


Abb. 5.3 Kühlmitteltemperaturen im LOF-Störfall zur Zeit t = 4 s .

Da im LOF-Störfall die Reaktorleistung zunächst konstant bleibt,ist der Anstieg der Brennstofftemperatur gegenüber der Kühlmitteltemperatur stark verzögert.
Unter Störfallbedingungen aufgeheiztes Natrium trifft dann im oberen axialen Blanket auf niedrigere Hüllrohrtemperaturen. Der Wärmestrom kehrt sein Vorzeichen um,und so wird Natrium unter Abgabe von Wärme an den Brennstoff gekühlt.
Die hohe Speicherkapazität des Brennstoffs verzögert so den Beginn des Natrium-Siedens
Im weiteren wird der Temperaturanstieg - bedingt durch die Auslaufcharakteristik - schon deutlich verlangsamt.Die Temperaturabsenkung im oberen axialen Blanket prägt sich noch stärker aus.

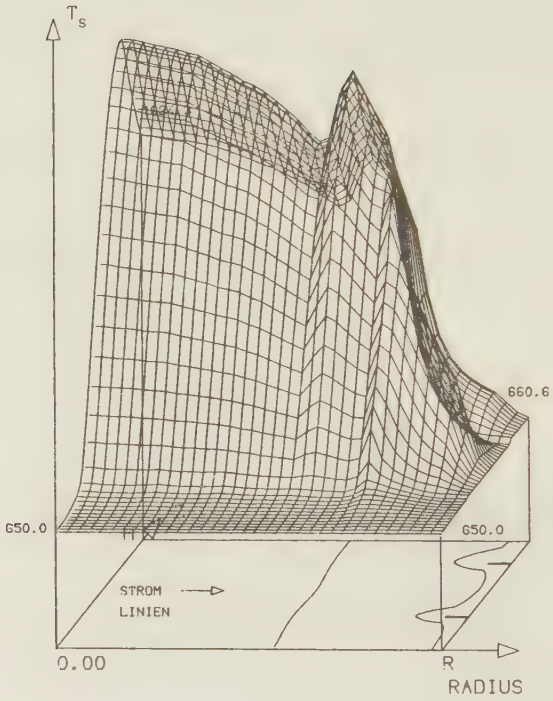


Abb. 5.4 Stromlinien und Kühlmitteltemperaturen im LOF-Störfall zur Zeit t = 8 s .

Siedeverzug wird in technischen Systemen heute bei Natrium ausgeschlossen.Mit den gegebenen Parametern wird eine unter diesen Umständen charakteristische Siedetemperatur von 123o K auf der Symmetrieachse des Kerns nach 12 s erreicht. Der Ort der Blasenentstehung liegt wenige cm unterhalb des oberen axialen Blankets.
Von Bedeutung für den späteren Störfallverlauf ist es,daß auch die maximale Hüllrohrtemperatur in die Spaltzone wandert.Denn Brennstabversagen wird etwa im Bereich der maximalen Hüllrohrtemperatur auftreten.

Damit verbundene Austragung von flüssigem Brennstoff bewirkt negative Reaktivitätsänderungen,die störfall-begrenzend sind.

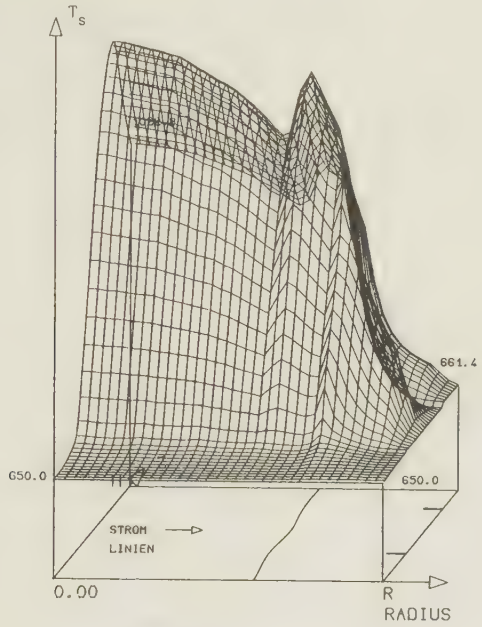


Abb. 5.5 Kühlmitteltemperaturen im LOF-Störfall bei Siedeeinsatz zur Zeit t = 12 s .

Die Temperaturverläufe auf der Symmetrieachse sind zu verschiedenen Störfallzeiten mit dem Zentralkanal des SNR-3oo verglichen.

Offenbar ist der Siedeeinsatz im kastenlosen Kern 3 - 4 s später zu erwarten als beim SNR-3oo.Dabei ist die Frage der Naturkonvektion,die zugunsten des offenen Kerns eine weitere erhebliche Verzögerung des Siedeeinsatzes ermöglichen kann, in den vorliegenden Rechnungen ausgeklammert.
Die hier bestimmte Siedezeit ist im wesentlichen aus drei Gründen verzögert.Neben dem bereits erörterten langsameren Pumpenauslauf sind bei vergleichbarem Durchsatz die Strömungsgeschwindigkeiten im offenen Kern geringer.Die Laufzeit über die Kernhöhe steigt somit an.Ein wichtiger Beitrag ist aufgrund der veränderten Volumenanteile in der höheren Wärmekapazität des Natriums im offenen Kern zu sehen.

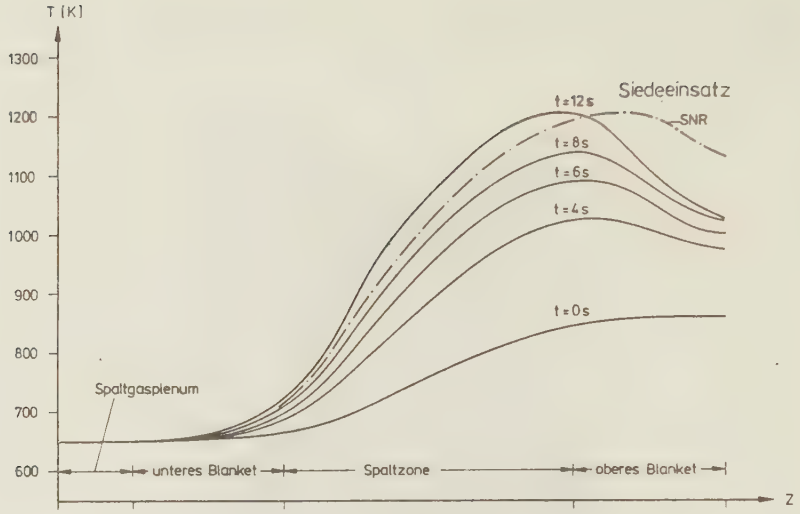


Abb. 5.6 Axiale Temperaturverläufe im SNR-3oo und im offenen Kern beim LOF-Störfall

Der Siedezeitpunkt wird also hinausgezögert,der Zeitraum für eine Reaktorabschaltung nimmt zu.Wichtige Unterschiede für den weiteren Störfallverlauf ergeben sich aus dieser Phase jedoch nicht.Die Möglichkeit,einen ausreichenden Naturumlauf zur Kühlung des offenen Kerns aufzubauen,sollte später in Betracht gezogen werden.

Verwendung von NATOF für den offenen Kern

Beim Einsatz des NATOF-Codes für Analysen zum Natrium-Sieden im offenen Kern muß der Konzeptcharakter der vorliegenden Studie betont werden.Es kommt also weniger auf die Zuverlässigkeit der Absolutwerte an,als auf die Markierung systematischer Erkenntnisse,die eine weitere Beurteilung ermöglichen.Das Ziel der hier angestellten Untersuchung ist es,bisherige Oberlegungen zum offenen Kern hinsichtlich Natrium-Sieden zu erweitern,um erste Aussagen bezüglich der Störfalleinleitung machen zu können.
Natürlich ist die Qualität der Ergebnisse unmittelbar mit dem Stand der Modellierbarkeit verknüpft.Die Verifikation einzelner Modelle würde hier zu weit führen.
Insgesamt ist aber NATOF der erste zweidimensionale Code zum Natrium-Sieden in Brennstabgittern,der sowohl numerisch als auch experimentell erfolgreich verifiziert wurde.
Der SAS-Code /1/ gilt als das einzige detailliert im Experiment bestätigte System zur Analyse des Natrium-Siedens,es ist allerdings eindimensional und nur zur Unterkanalanalyse geeignet.
Zweidimensionale Codes,wie sie für den offenen Kern nötig sind,stießen bisher auf numerische Probleme,über die Strömungsumkehr hinaus zu rechnen,die durch den Kollaps einer Natrium-Blase hervorgerufen wird.Die numerische Methode,die im NATOF-Code Verwendung findet,hat diese Schwierigkeiten zweidimensionaler Systeme überwunden.

Baut eine Natrium-Blase Dampfdruck auf,so wird das umgebende flüssige Natrium beschleunigt und verdrängt.Mit der Ausdehnung der Blase in kältere Bereiche finden Rekondensationsvorgänge statt,die den Dampfdruck schlagartig absenken und so den Kollaps der Blase bis auf ein Restvolumen bewirken.Weitere Wärmezufuhr baut die Blase wieder auf,so daß sich ein oszillatorischer Prozess ausbildet.Diese Oszillationen werden von NATOF reproduziert.
Zur weiteren Überprüfung wurde sowohl der offene Kern als auch ein typisches SNR-3oo Brennlement mit dem NATOF-Code analysiert.So bestehen vielfältige Vergleichsmöglichkeiten.

Zum Natrium--Sieden im offenen Kern wurde als wesentliche Frage aufgeworfen,in welcher Weise sich der Siedeverlauf verändert,wenn die radiale Ausbreitung einer Blase nicht mehr an eine Brennelementkastenwand stößt und dann in Kolbenform Natrium aus dem Element nach oben ejiziert.
Bei Brennelementkästen ist ein ausgeprägter Inkohärenzeffekt zu beobachten.Druckaufbau durch Natrium-Sieden erzeugt einen Gegendruck im Fuß des entsprechenden Elements,so daß der Massenstrom am Eintritt stagniert.In den thermisch ähnlich belasteten Nachbarelementen bildet sich ein bypass aus,der den Kühlmitteldurchsatz anhebt und damit das Aufsieden von Nachbarkanälen erheblich verzögert.Dieser Effekt kann im offenen Kern nicht erwartet werden.
Die Frage der Blasenform ist ebenso zu beantworten.Die Anisotropie des Stabgitters läßt eine stark elliptische zigarrenförmige Blase erwarten.Wie unterschiedlich sich die Anisotropie für Fluid und Gas auswirken kann,ist auch nur quantitativ zu klären.

Die Repräsentierung der geometrischen Anordnung in NATOF unterscheidet axiale und radiale Maschen,die als Zylinderringe radial jeweils einen typischen Kanal darstellen.Die Anzahl der Brennstäbe in einem solchen Kanal ist frei vorgebbar.Insofern sind auch bei geringer Auflösung relativ große Bereiche erfaßbar,die über die Dimension eines Brennelements hinausgehen.
Selbst bei hoher Auflösung kann mit NATOF jedoch sinnvoll nur der zentrale thermisch hochbelastete Kernbereich mit etwa 5o cm Radius beschrieben werden.
Jeder einzelne typische radiale Kanal ist in Segmente unterteilt,die dem Pellet,dem Spalt,dem Hüllrohr und dem Kühlmittel zugeordnet sind.Radiale Wärmeleitung wird so berücksichtigt und differenziert die Kenntnis der Strukturtemperatur.
Da Phasenübergänge der festen Strukturen nicht vorgesehen sind,endet die Gültigkeit der Rechnungen,wenn Hüllrohrtemperaturen den Schmelzpunkt erreichen.
Die Information der Versagensposition ist später noch im Hinblick auf Effekte der Brennstoffaustragung wichtig.

Natrium-Sieden und Bewertung

Die Untersuchungen mit Hilfe des NATOF-Codes sollten zunächst auf eine Vergleichsbasis gestellt werden.Neben experimentellen Verifikationen KAZIMI /18/ wurde in der vorliegenden Arbeit als Referenz ein zentrales SNR-3oo Brennelement analysiert.Zur Rechenzeitersparnis ist in diesen Programmläufen ein schnellererPumpenauslauf angenommen,der aber außer der Verschiebung des Siedeeinsatzes keine weitere Bedeutung für die Zweiphasenströmung hat.Aus der großen ermittelten Datenmenge kristallisierten sich einige Merkmale heraus.

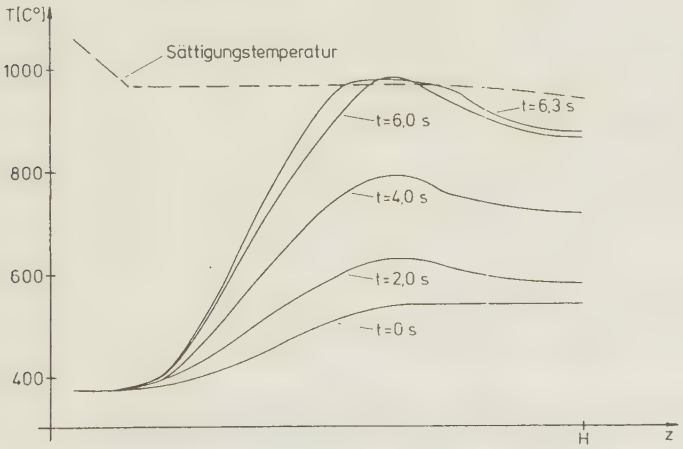


Abb. 5.7 Axiale Temperaturverläufe beim SNR-3oo im LOF-Störfall mit NATOF

Der Vergleich dieses Elements mit SAS-Rechnungen liefert gute Übereinstimmung.Für den offenen Kern ist ein Bereich von etwa 4o cm Radius - das sind cirka 5ooo Brennstäbe in 3o Brennelementen - erfaßt.Analoge Ergebnisse für diese Anordnung sind in Abb. 5.8 dargestellt.Hier ergibt sich für den Siedeverlauf ein wesentlicher Unterschied.Offenbar ist der Temperaturabfall vom Maximum bis zum Kernaustritt beim offenen Kern doppelt so hoch wie beim SNR-3oo.Während dieser auf dem Niveau der Sättigungstemperatur ein relativ breites

Plateau aufbaut,fällt die Temperatur beim offenen Kern nach oben hin schnell wieder ab.Der Bereich für Siedevorgänge bleibt also beim offenen Kern axial schmaler eingegrenzt.

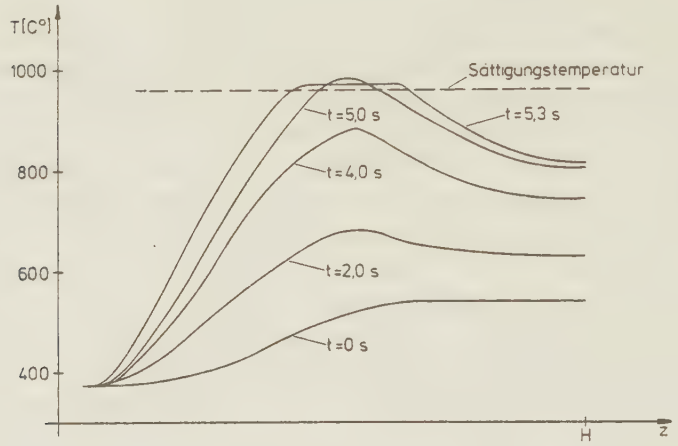


Abb. 5.8 Axiale Temperaturverläufe beim offenen Kern im LOF-Störfall

Der oszillatorische Verlauf der Siedefronten ist beim SAS für den SNR-3oo idealer ausgeprägt als beim NATOF-Code.

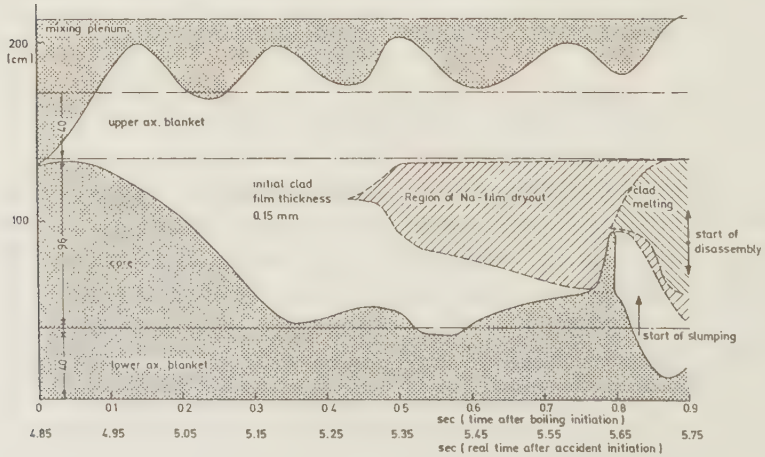


Abb. 5.9 Zeitlicher Verlauf der Siedezonen im SNR-3oo Element mit SAS /15/

Der Unterschied kann hauptsächlich auf die Vereinfachung eindimensionaler Strömung im SAS zurückgeführt werden.Dort wird angenommen.daß die Blase nach kurzer Zeit den gesamten Kastenquerschnitt ausfüllt und Bewegung nur axial möglich ist. Diese Idealisierung kann im zweidimensionalen Bild mit NATOF nicht bestätigt werden,denn es zeigt sich,daß die äußeren Brennelementbereiche an der Kastenwand anfangs nur vernachlässigbar entleert sind und im Siedeverlauf auch 1o - 2o % Voidanteil nicht überschreiten.Die axiale Ausdehnung der Blase beträgt zu dieser Zeit im SNR-3oo Element aber bereits 6o cm. Durch die Wechselwirkung zwischen radialer und axialer Aus dehnung wird der idealisierte Verlauf "verschmiert".
Dennoch sind Oszillationen,wenngleich weniger ausgeprägt,nachweisbar.Dies zeigt sich etwa an Austritts- und Eintrittsmassenströmen.

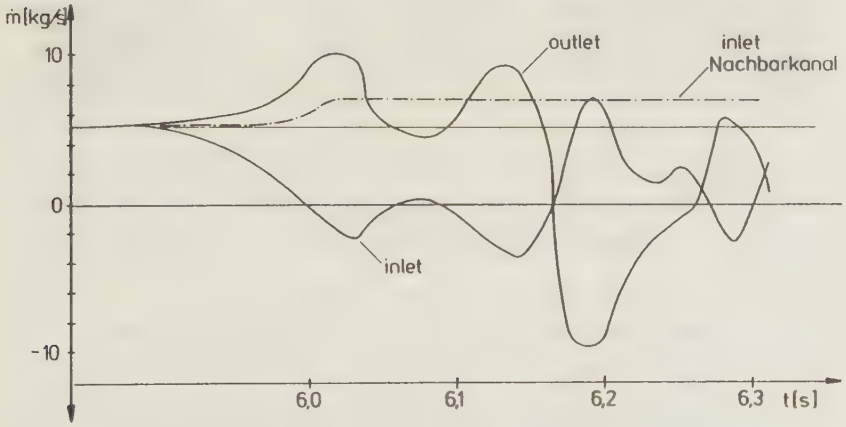


Abb. 5.1o Massenströme im SNR-3oo Brennelement

Der gegenphasige Verlauf von Eintritts- und Austritts-Massenstrom ist noch deutlich zu erkennen.Nach oszillierender Expansion ist bei etwa 6.16 s Strömungsumkehr und somit ein Blasenkollaps festzustellen.
Es sei noch auf den Massenstrom im Nachbarkanal hingewiesen, der bei Druckaufbau im Zentralkanal als bypass wirkt,die Kühlung wieder verbessert und so radiale Inkohärenzeffekte erzeugt.

Der entsprechende Verlauf ist für den offenen Kern wesentlich stärker gedämpft und schwach oszillatorisch.Hier deutet sich der Effekt der Hinzunahme eines weitern Freiheitsgrades an.Die Dämpfung der Oszillation wird besonders deutlich,wenn man den Voidanteil an der Blasenoberkante also etwa im oberen axialen Blanket mit der Zeit verfolgt.

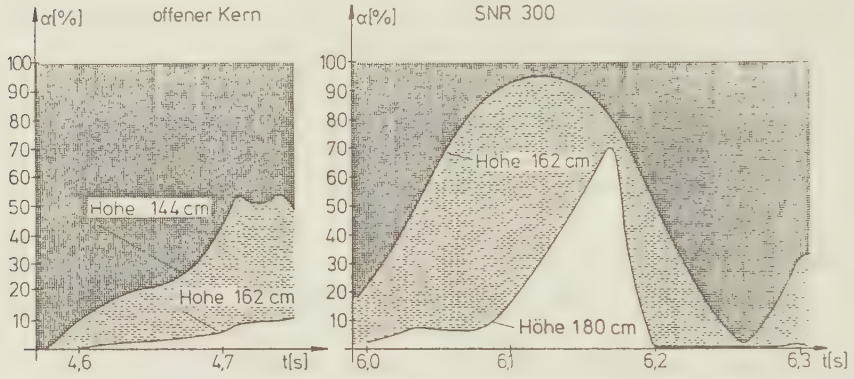


Abb. 5.11 Void-Zeit Verläufe im offenen Kern und SNR-Brennelement zum Vergleich

Die Interpretation für die starke Dämpfung liegt in den bereits angesprochenen axialen Temperaturverläufen.Der flachere Temperaturabfall im SNR-3oo ermöglicht dem mit hohen Geschwindigkeiten bewegten Dampf größere Eindringtiefen in unterkühlte Bereiche.Im offenen Kern ist dagegen die Kondensationsrate beim Eindringen in unterkühlte Bereiche höher, so daß der Blaseninnendruck schneller zusammenbricht. Während im SNR-Brennelement radiale Dampfgeschwindigkeiten von maximal 1-2 m/s auftreten,steigen die Werte im offenen Kern auf das Doppelte an.Die Blase ist axial hier schmaler ausgedehnt.Nachdem sie die mögliche Höhe eingenommen hat,dehnt sie sich zylinderförmig mit einer typischen Geschwindigkeit von 1-2 m/s radial aus.Trägt man radiale und axiale Geschwindigkeitskomponenten für gewisse Kernhöhen über dem Radius auf,und und verbindet diese Information mit dem Void-

Anteil,so wird erkennbar,daß sich die Natrium-Blase nach außen vergrößert indem die Siedefront wie eine zylinderförmige Welle nach außen läuft.

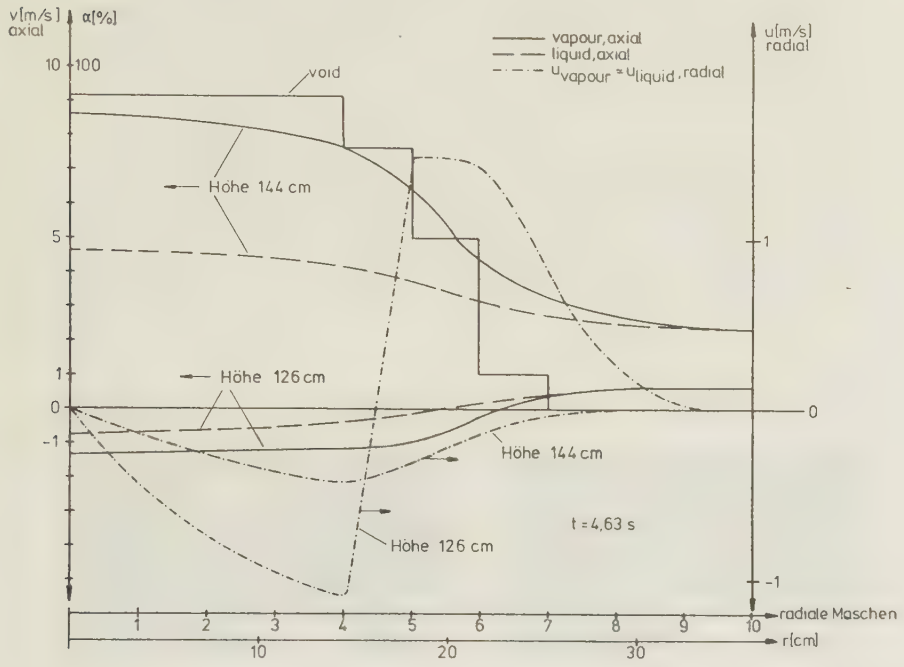


Abb. 5.12 Zur Ausbreitung der Siedezonen im offenen Kern

Etwa o.15 s nach Siedeeinsatz ist bereits ein Radius von cirka 25 cm gevoidet.Auf der 7. axialen Masche liegt der Ort der Blasenentstehung .Im Bereich der Siedefront treten hohe radiale Strömungsgeschwindigkeiten auf,die mit einem Vorzeichenwechsel auf beiden Seiten von der Front weggerichtet sind.Dies deutet auf eine hohe lokale Dampfproduktion hin. Ein Phasenschlupf ist in radialer Richtung nicht festzustellen, während die axialen Strömungsgeschwindigkeiten einen starken Schlupf aufweisen.Die Kohärenz des Aufsiedens im offenen Kern ist an den axialen Strömungsgeschwindigkeiten ersichtlich.

Der radiale Abfall dieser Geschwindigkeiten ist deutlich mit der Blasenausdehnung korreliert.In zu 9o % gevoideten Zonen sind die Strömungsgeschwindigkeiten homogen über Brennelementgrenzen hinweg und zeigen keinerlei Inkohärenzerscheinungen.Der von unten zuzuführende Kühlmitteldurchsatz stagniert.

Die Auswirkungen des weiteren radialen Freiheitsgrades lassen im offenen Kern eine Oszillation auch in radialer Richtung erkennen.In den nachfolgenden Abbildungen sind Geschwindigkeiten und Void-Anteile für unterschiedliche radiale Kanäle über der Kernhöhe aufgetragen.

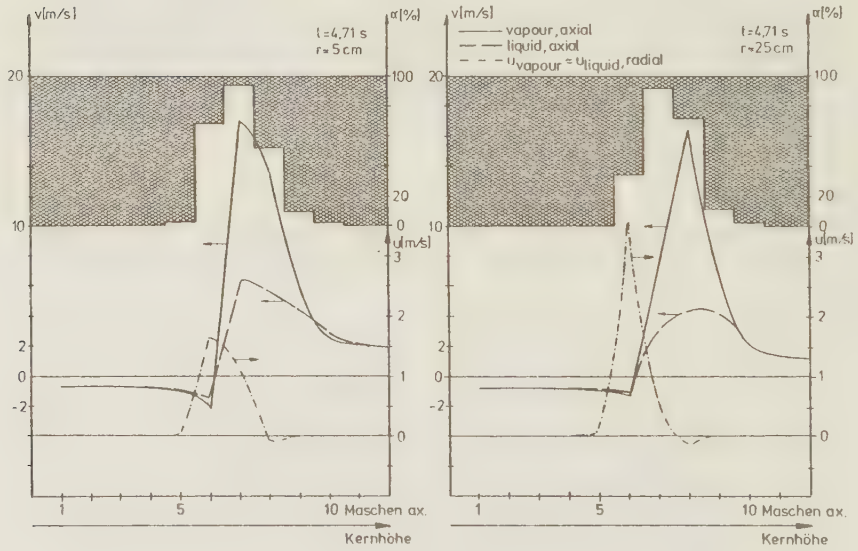


Abb. 5.13 Void-Verteilungen sowie axiale und radiale Geschwindigkeiten zur Zeit t=4.71 s.

Ein radialer expansiver Zustand ist zur Zeit t = 4.71 s herausgegriffen.

Der maximale Void-Anteil befindet sich auf der 7. axialen Masche.Die axiale Dampfgeschwindigkeit überschreitet die der Flüssigkeit erheblich.Hohe positive Geschwindigkeiten sind deutlich an die Blasenoberkante gekoppelt,während auf der darunterliegenden Masche an der Blasenunterkante negative Strömungsgeschwindigkeiten auftreten.Die radialen Strömungsgeschwindigkeiten zeigen eine axial scharf ausgeprägte Ausdehnung bei über 3 m/s im Bereich der Blasenunterkante.Oberhalb und unterhalb dieses Peaks sind leichte Rückströmungen zu erkennen.Da die Blase zu dieser Zeit etwa bis zum 7.Kanal ausgedehnt ist,weist dieser höhere Dampf- und Fluid-Geschwindigkeiten auf als der innen liegende Kanal 2. Ein radial implosives Verhalten kann noch o.o5 s vorher beobachtet werden.

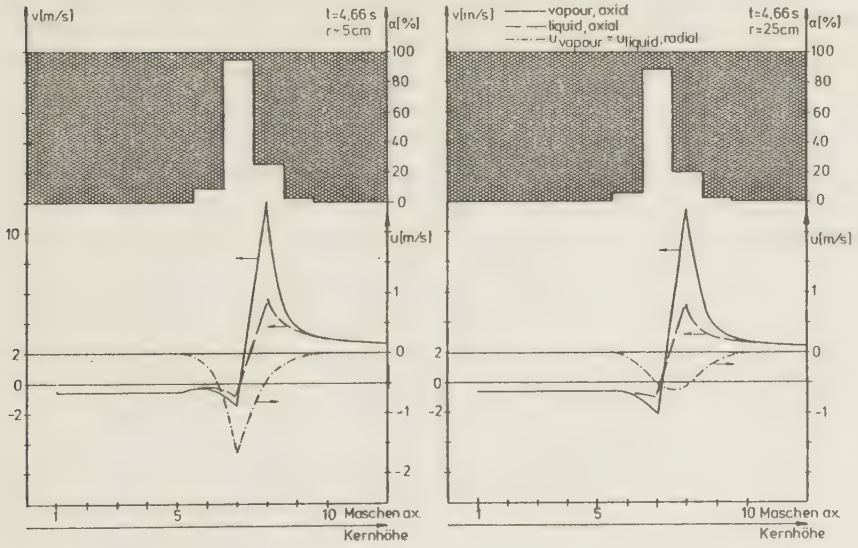


Abb. 5.14 Void-Verteilungen sowie axiale und radiale Geschwindigkeiten zur Zeit t=4.66 s.

Die Richtung der radialen Strömung ist umgekehrt,Natrium-Dampf und Flüssigkeit strömen mit nach innen ansteigender Geschwindigkeit zur Kernmitte zurück.

Im Gegensatz zur Kolbenejektion aus SNR-3oo Brennelementen wird das Void-Volumen im offenen Kern insgesamt gleichmäßigeraufgebaut.Damit ist eine kohärentere Siedeform gegeben,die im Vergleich zum SNR-3oo eine stetigere aber integral nicht steilere Reaktivitätsrampe einbringt.Während beim SNR-3oo der Durchsatz eines - noch nicht siedenden - Nachbarelements als bypass erhöht wird,greift im offenen Kern die Siedeentwicklung auf Nachbarelemente direkt über.Auch im offenen Kern stagniert die Strömung unterhalb der Blase, während eine stark ausgeprägte Bewegung aufwärts aus dem Kern stattfindet.Das Potential für den aus dem Kern gerichteten Mitriß von Brennstoff ist daher in hohem Maße vorhanden. Dieser Effekt ist für spätere nukleare Abschaltmechanismen elementar.Die Form der Blase ist zunächst eher radial ausgedehnt und axial eingeschnürt bis das Temperaturniveau soweit ansteigt,daß Natrium-Dampf nach oben entweichen kann. Die oszillatorische Bewegung ist gedämpft.Verbunden mit niedrigeren spezifischen Void-Koeffizienten beim offenen Kern sind hohe Reaktivitätsrampen ebenso wenig zu erwarten wie beim SNR-3oo.

Aspekte der Qualitativen Störfallanalyse

- Sicherheitsniveau und Stand der Störfall-analyse des Schnellen Brüters

- Strukturierter Phasenablauf und abweichende Charakteristika des offenen Kerns

Sicherheitsniveau und Stand der Störfallanalyse des Schnellen Brüters

Die Sicherheitsbetrachtungen zum Schnellen Brüter sind ein so weit verzweigtes umfangreiches Gebiet,daß die Bewertung der Eigenschaften des offenen Kerns nur unter Bezugnahme auf den aktuellen Kenntnisstand möglich ist.Dieser Rahmen soll im folgenden umrissen werden.

Inhärente Phänomene haben gerade beim Schnellen Brüter die Sicherheitsfrage in den Mittelpunkt der Diskussion gerückt.

Da im folgenden immer von schweren hypothetischen Störfällen die Rede sein wird,ist es erforderlich,diesen Begriff zu präzisieren,denn der Postulatcharakter solcher Ereignisse wird allzu leicht übersehen.

Das Reaktorschutzsystem dient der Verhinderung von anlageninternen Schäden bei Betriebsstörungen.Erst wenn die Schutzorgane zur Beherrschung einer Betriebsstörung versagen, kommt es zu einem Störfall.Dies bedeutet in dem wichtigsten hier zu diskutierenden Fall,daß etwa als Betriebsstörung der Ausfall aller Kühlmittelpumpen im Primärkreislauf postuliert wird.Wenn noch zusätzlich in einem solchen Fall das zum Schutz aktivierte redundante Abschaltsystem versagt,ist ein Einleitungsereignis für einen hypothetischen Störfall gegeben. Typische Eintrittswahrscheinlichkeiten solcher Störfälle liegen in der Größenordnung von $1o^{-7}$ bis $1o^{-6}$ pro Jahr und Anlage.Insgesamt sind daher diese Ereignisse in hohem Maße unwahrscheinlich bezüglich ihres Eintretens.Die intensive Auseinandersetzung wird jedoch dadurch gerechtfertigt,daß das Gefährdungspotential in einem postulierten Störfall hoch ist.
Wie weit allerdings das denkbare Gefährdungspotential aus dem physikalischen Störfallablauf als realistisch oder eingrenzbar gilt,ist Gegenstand der physikalischen Störfallanalyse.
Die Erkenntnisse aus physikalisch realistischen Störfallbeschreibungen haben die noch anzunehmende Gefährdung gegenüber dem angenommenen Potential erheblich reduziert.

Im Gegensatz zu anderen Reaktortypen ist der Schnelle Brüter nicht in derjenigen geometrischen Anordnung,in der er seine höchste Reaktivität besitzt.
So kann ein unterstellter Störfallablauf starke Reaktivitätsfreisetzung bedeuten.Im Extremfall superpromptkritischer Reaktionen bauen sich innerhalb von wenigen Millisekunden Leistungspulse bis zur Größenordnung der tausendfachen Nennleistung auf,die dann mechanische Belastungen als Druckpulse an Strukturen der Sicherheitssysteme und letztlich an das Containment übertragen.

Deutsche Risikostudie SNR

Die Veröffentlichung der Deutschen Risikostudie zum SNR 1982 hat zum ersten Mal eine quantifizierte risikoorientierte Analyse im Vergleich zu einem typischen DWR (Typ Biblis B) erbracht./19/
Als Ergebnis sei hier vorweg festgehalten,daß das Risiko für die Strahlenexposition der Umwelt als Unfallfolge signifikant niedriger ausfiel als das des DWR.

Die Studie nimmt ihren Ausgang von Ereignissen,die anlagenintern Störfälle auslösen können.Der Fehlerbaum für daraus resultierende prinzipielle Abläufe bis hin zur Kernzerstörung ist in Abb. 6.1 skizziert.Aus der Sicht der Störfallanalyse sind dabei drei denkbare Einleitungsmechanismen hypothetischer Störfälle zu unterscheiden.Die Klassifizierung weicht etwas von der Bezeichnung der Risikostudie ab.Sie sind aber insgesamt durch die Gruppen 1-3 charakterisiert.

Im Sinne der Störfalluntersuchungen wird unterschieden nach

- Kühlmitteldurchsatzstörfall (LOF = loss of flow) hauptsächlich durch Pumpenausfall eingeleitet unter der weiteren Annahme,daß die unabhängigen Abschaltsysteme nicht wirksam werden.
- Leistungsstörfall (TOP = transient overpower) durch eine positive Reaktivitätsrampe unter den weiteren Annahmen, daß die unabhängigen Abschaltsysteme nicht wirksam werden der Kühlmittelmassendurchsatz aber erhalten bleibt.

- Leistungsstörfall mit überlagerter Kühlmitteldurchsatzreduktion (TOP-LOF) durch eine positive Reaktivitätsrampe unter den weiteren Annahmen,daß die unabhängigen Abschaltsysteme nicht wirksam werden,der Kühlmitteldurchsatz aber bestimmungsgemäß wie bei einer Abschaltung abgefahren wird. Dieser Fall ist nur bedeutsam,wenn das Abfahren der Pumpen an ein Reaktorabschaltsignal gekoppelt ist.Eine andere Steuerung würde diesen Fall erübrigen.

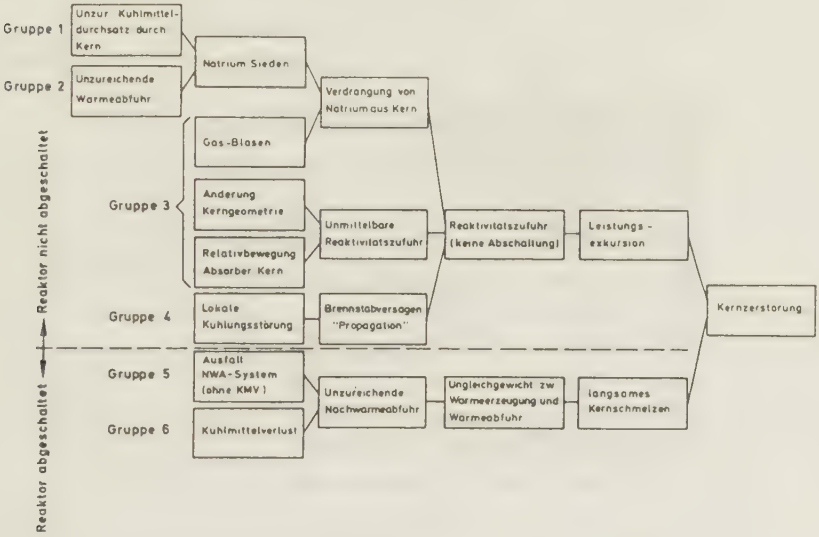


Abb. 6.1 Ereignisse als mögliche Einleitung des Kernschmelzens /19/

Die Analyse zeigt,daß der LOF-Störfall einerseits die höchste Eintrittswahrscheinlichkeit besitzt und andererseits auch hinsichtlich der Konsequenzen im konservativen Sinne einhüllend für die beiden anderen Typen ist.

Reaktor	in Betrieb			abgeschaltet		
Störfall in Gruppe	1	2	3	4	5	6
Einleitungsereignis	UKDS	UWVA	URZ	PPS	ANWA	UNVT
Häufigkeit pro Jahr und Anlage	12.	1.2	<1	<<1o	3	x $1o^{-7}$

Daher konzentriert sich die qualitative Störfallanalyse in dieser Arbeit auf den LOF-Störfall.

Störfallphasen und Schlüsselphänomene

In der Literatur werden sieben Störfallphasen unterschieden, die jeweils durch bestimmte Schlüsselphänomene gekennzeichnet sind. Diese Phasen strukturieren den möglichen Ablauf hypothetischer Störfälle.

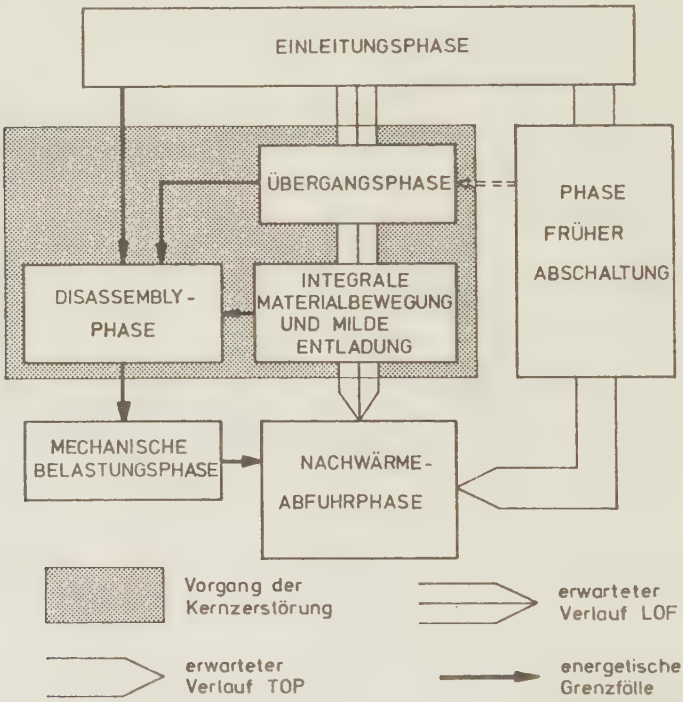


Abb. 6.2 Strukturdiagramm der Störfallphasen im SNR-300

Die einzelnen Phasen werden anschließend kurz erläutert.

Die Schlüsselphänomene entscheiden dabei über den weiteren Störfallverlauf. Mögliche Verzweigungen sind für die Störfallkonsequenzen bedeutsam aber unterschiedlich wahrscheinlich.

Einleitungsphase

Sie verfolgt den Störfall vom stationären Ausgangszustand entweder zu einer umfangreichen Zerstörung innerer Strukturen oder zu einer frühen nuklearen Abschaltung bei noch weitgehend intakten Brennelementen.
Natrium-Sieden und Ejektion sowie die Dynamik von Brennstoff und Hüllrohr bis hin zu thermischem oder mechanischem Versagen von Brennstäben,zur Brennstoff-Natrium Reaktion (BNR) und Brennstoffbewegung in mehr oder weniger von Natrium entleerten Bereichen kennzeichnen diese erste Phase.
Sie hat entscheidenden Einfluß auf die spätere Entwicklung. So werden in der Einleitungsphase Variationen des Kernkonzepts am ehesten deutlich.Hier muß deshalb das Hauptaugenmerk zur Beurteilung des offenen Kerns liegen.

Phase früher Abschaltung

Sie wird durch Unterkritikalität nach dem frühen Austragen größerer Brennstoffmengen aus dem Core erreicht.
Die Leistungsexkursion wird dann auf sehr geringem Zerstörungsniveau beendet.Als Effekte wirken dabei der Mitriß von Brennstoffpartikeln in der Natrium-Strömung (→ Dispersion) sowie radiales Durchdringen von Brennstoff nach außen.
Bei Leistungsstörfällen ohne Pumpenauslauf (TOP)wird erwartet,daß in dieser Phase eine dauerhaft kühlbare Anordnung durch Brennstoffdispersion erreichbar ist.Denn voll aufrechterhaltener Kühlmitteldurchsatz hat eine hohe Kapazität zum Austrag von Brennstoffpartikeln.

Übergangsphase

Am Ende der Einleitungsphase sind die Kerneinbauten im wesentlichen noch erhalten.Charakteristisch für die Übergangsphase ist,daß der zunächst noch auf einige einzelne Brennelemente beschränkte Schaden durch Versagen der Kastenwände auch radial durch Ausgleichsvorgänge zu Nachbarelementen ausgedehnt wird.
Dieser Übergang ist gekennzeichnet durch langsam fortschreitende thermische Zerstörung bis zur Bildung siedender Brennstoff-Stahl Pools.

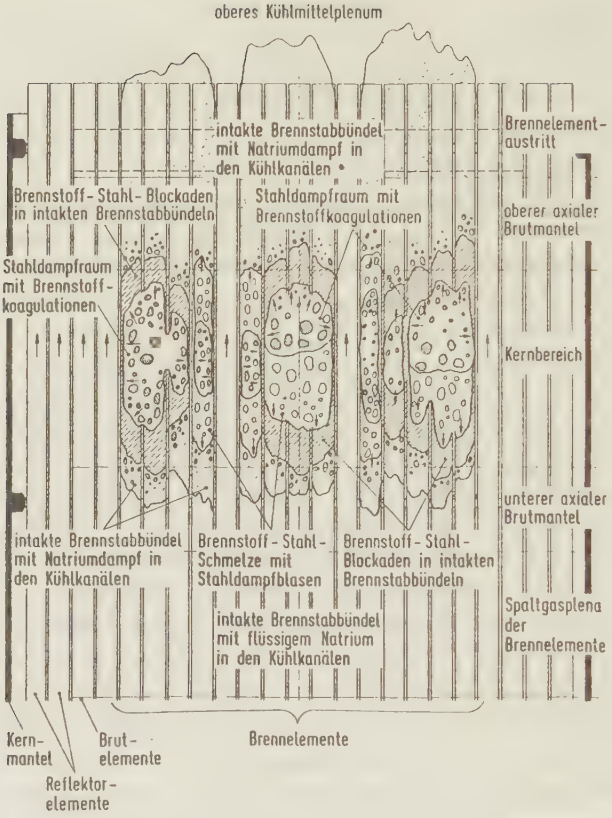


Abb. 6.3 Typischer Kernzustand in der Übergangsphase SNR-3oo /23/

Je nach Krustenentstehung,Blockage für dispergierende Kernmaterialien oder sogar Wiedereintritt von dispergiertem Brennstoff sind ausgehend von dieser Phase Rekritikalitäten möglich.Die im Bild dargestellte diskrete Lokalisierung von Schäden ist im offenen Kern nicht mehr denkbar.

Phase integraler Materialbewegung und Entladung

Größere zusammenhängende Brennstoff-Stahl Pools werden bis zum Erreichen permanent unterkritischer Anordnungen in dieser Phase verfolgt.

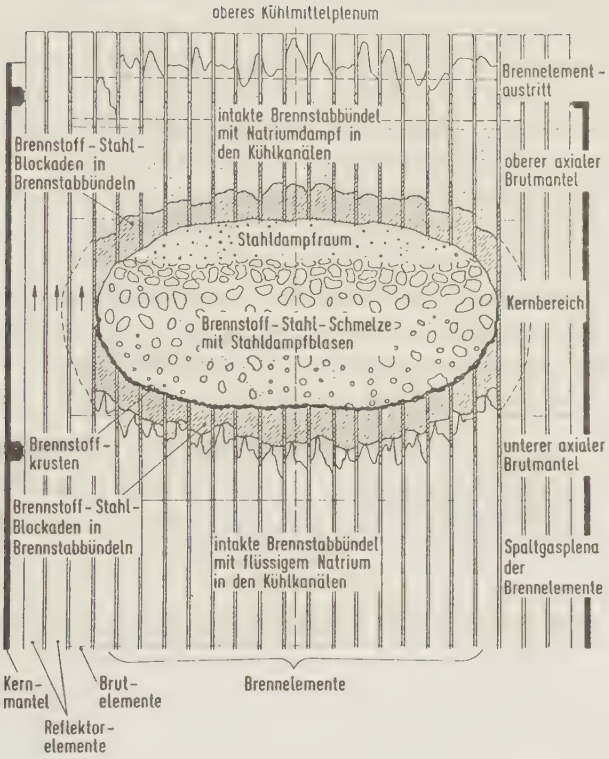


Abb. 6.4 Typischer Kernzustand in der Phase integraler Materialbewegung SNR-3oo /23/

Solche thermisch und bezüglich der Reaktivität instabilen Pools sind durch Wechselwirkungen an den äußeren Rändern gekennzeichnet: Aufschmelzen,Einfrieren,Kondensation.
Mit Hilfe begrenzter Dampfdrücke werden Ausströmwege geöffnet, die eine Entladung zulassen,aber nur milde mechanische Belastungen mit sich bringen.

Disassembly-Phase

Sehr energetische Störfallabläufe können auch direkt aus der

Einleitungsphase in die mechanische Kernzerlegungs- und Entladephase oder kurz Disassembly-Phase münden.
Eine superpromptkritische Leistungsexkursion schafft eine sehr schnelle Erhitzung von Kernmaterialien und neben der Spaltgasfreisetzung werden sehr schnell auch Brennstoffdampfdrücke aufgebaut.Die enormen Druckgradienten treiben die Kernstrukturen auseinander und übertragen die Kernzerstörung so letztlich nach der Öffnung von Austrittswegen als mechanische Belastung auf die Tankstrukturen.

Mechanische Belastungsphase

Sie folgt aus energetischer oder milder Entladephase.
Unter Berücksichtigung des Arbeitsvermögens von Brennstoffdampfdrücken werden die Auswirkungen der Belastungen auf Tank- und Deckel-Strukturen erfaßt.

Nachwärmeabfuhrphase

Sie erstreckt sich über viel größere Zeiträume und beschreibt das Verhalten unterkritischer Restmassen bis zur permanenten Kühlbarkeit.

Diese Charakterisierung in Form eines strukturierten Phasenablaufdiagramms ist prinzipiell immer anwendbar,aber in der wahrscheinlichen Verzweigung je nach Reaktortyp verschieden.Auf diesem Wege sollen abweichende Aspekte des offenen Kerns in Referenz zum SNR-3oo markiert werden. Dieser führt nach heutigem Kenntnisstand beim TOP in die frühe Abschaltung und beim LOF über die Übergangsphase zur integralen Materialbewegung und milder Entladung. Nennenswerte Belastungen des Reaktortanks treten nicht auf. (vgl. Abb. 6.2) Hieraus ist ersichtlich,daß der LOF gegenüber dem TOP konservativ eingrenzenden Charakter hat.

Ziel der qualitativen Erörterung ist es dann,aufgrund der Ergebnisse der Einleitungsphase (Abs. V) einen Anschluß für den offenen Kern an die Sicherheitsargumentation des SNR-3oo zu gewinnen.

Referenz- und Grenzfälle im Störfallverlauf

Um das Spektrum möglicher Störfallverläufe soweit abzudecken,als noch Unsicherheiten nach heutigen Erkenntnissen existieren,unterscheidet man erwartete Verläufe als Referenzfälle im Sinne einer "best-estimate" Rechnung von energetischen Grenzfällen,die nur durch pessimistische teilweise unphysikalische Annahmen erhalten werden.
Einige auch experimentell verifizierte Schlüsselphänomene werden dabei unterdrückt,obwohl sie störfallbegrenzend wirken.
Dies gilt insbesondere für die negative Reaktivitätsrückwirkung der axialen Brennstoffexpansion und die Unterstützung der Brennstoffdispersion durch Spaltgasfreisetzung in abgebrannten Kernen,die beide unberücksichtigt bleiben.

Um den Rahmen nicht auszuweiten,sei hauptsächlich der Störfallverlauf eines abgebrannten Kerns vorgestellt. Zumindestens der Grenzfall eines energetischen Verlaufs ist beim frischen Kern günstiger.

Erwarteter Verlauf (Referenzfall) des LOF bei abgebranntem Kern

Etwa 8 s nach Pumpenausfall tritt bei 2o% des Nenndurchsatzes Natrium-Sieden ein.Durch Voiden des Cores beginnt 2 s später eine Leistungsexkursion mit einer Reaktivitätsrampe von cirka 7 $/s.Bei etwa o.9 $ und 25-facher Nennleistung wird diese Exkursion durch Doppler- und Expansionsrückwirkung begrenzt.

Der Siedevorgang hat etwa 3 s nach Beginn die Bereiche positiven Voidkoeffizientens überwiegend entleert.Zu dieser Zeit erreichen die Brennstäbe in schneller Folge das Versagenskriterium.Hüllrohr und Brennstoff sind zur Zeit des Aufbrechens zu 6o-7o % aufgeschmolzen.
Die hohe Spaltgasfreisetzung im abgebrannten Kern und zusätzlich Natrium-Dampfdruck Gradienten aus der Restfilmverdampfung bewirken durch Mitriß rasche Brennstoffdispersion, die vornehmlich nach oben gerichtet ist.

Der zeitliche Verlauf von Reaktivität und Leistung ist unten aufgetragen.

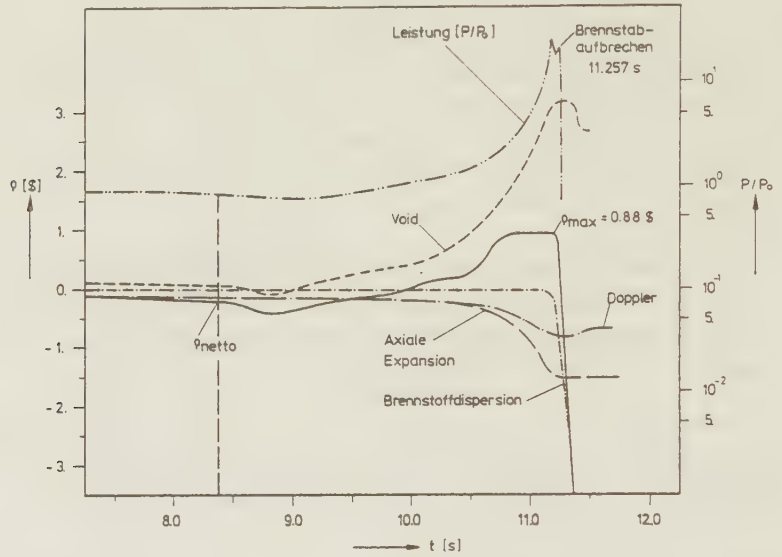


Abb. 6.5 Durchsatzstörfall im abgebrannten MARK Ia Kern

In der Übergangsphase schmelzen Brennelementkästen durch,so daß es zur Bildung größerer zusammenhängender Versagensbereiche kommt.In äußeren ungevoideten Gebieten wird bei Aufbrechen der Brennstäbe eine BNR erwartet,die nach kurzer Zeit auch diese Stellen voidet.Der weitere Dispersionsvorgang bewirkt integrale Kernmaterialentladung und senkt so nach geringen mechanischen Belastungen des Tanks die Reaktorleistung in etwa 2oo ms unter den Nennwert ab.Der Reaktor wird nuklear abgeschaltet.

Energetischer Grenzfallverlauf

Energetische Grenzfälle führen im Gegensatz zu dem vorher diskutierten Referenzfall möglicherweise auch zu superpromptkritischen Leistungsexkursionen.Ein solcher - mit den erwähnten pessimistischen Annahmen postulierter - LOF driven TOP Störfall hat im abgebrannten Kern das höhere

Schadenspotential und ist wegen der niedrigen Versagensschwellen bestrahlter Brennstäbe auch eher denkbar. Abgesehen von der Unterdrückung axialer Expansion sowie der Dispersion führt ein niedriges Versagenskriterium der Brennstäbe zu Verläufen,bei denen Brennstabaufbrechen in noch weitgehend mit Natrium gefüllten Kanälen eine BNR ergibt.Dies begründet den Begriff LOF driven TOP,da die BNR letzlich durch Natrium-Ejektion einen Reaktivitätsstörfall nach sich zieht.Es kommt ohne Expansionsrückwirkung zu etwas früherem Siedebeginn bei einer fast promptkritischen Leistungsexkursion.Nach 1o s kommt es bei 15o-facher Leistung im weitgehend ungevoideten Kern zum Aufbrechen von Brennstäben.

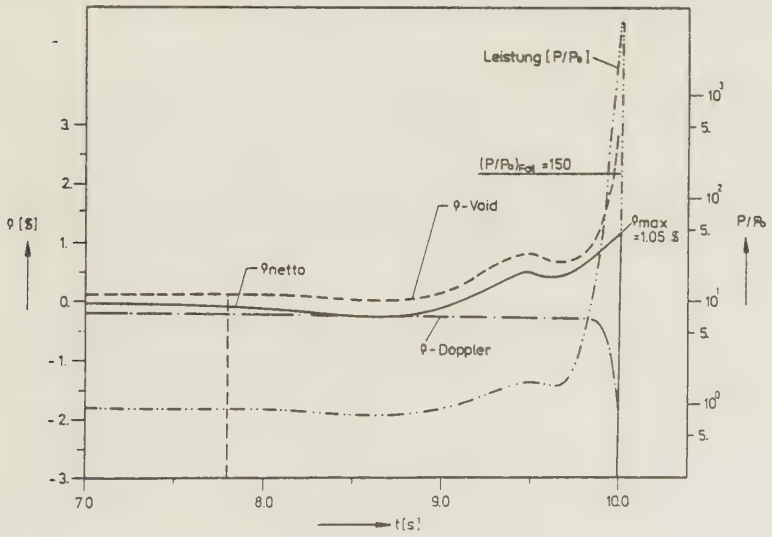


Abb. 6.6 Energetischer Grenzfall des LOF driven TOP im abgebrannten MARK Ia Kern.

Durch Unterdrückung der Dispersionsrückwirkungen steigt die Leistung weiter an.Aus der Übergangsphase heraus leiten nun die BNR induzierten Voidvorgänge nach Brennstabversagen eine maximale Rampe von 8o $/s ein,

die die Leistung superpromptkritisch bis auf den 15oo-fachen Nennwert steigert.Erst nach fast 1oo% igem Aufschmelzen des Brennstoffs in dieser Disassembly-Phase geschieht die nukleare Abschaltung durch die starken Expansionsrückwirkungen aus dem Aufbau von Brennstoffdampfdrücken.Durch späteres Brennstabversagen beim frischen unbestrahlten Kern findet BNR nicht in dem Maße statt und der weitere Verlauf ist weniger energetisch.

Im erwarteten Verlauf kehrt sich die Situation um. Fehlendes Dispersionspotential des Spaltgases bewirkt,daß der der frische Kern energetischere Verläufe erfährt als der abgebrannte.Natrium-Dampf und Stahl-Dampf stellen aber trotzdem noch genügend Dispersionspotential zur Verfügung,um milde Störfallsequenzen - weit geringer als im Grenzfall - erwarten zu lassen.

Belastungen des Primärkreislaufs

Bei dem erwarteten milden Verlauf ergeben sich nur unwesentliche mechanische Belastungen des Tanks und seiner Ein Einbauten.Energetische Disassemblyvorgänge bewirken stärkere Belastungen des Tanks mit einer isentropen Arbeitsfähigkeit von 66 MJ.Wegen erheblicher Dissipationsverluste muß diese Arbeitsfähigkeit auf bis zu 1o % reduziert angenommen werden /23/.Dies ist der im Genehmigungsverfahren definierten Auslegungsgrenze von 37o MJ für das Primärsystem gegenüberzustellen.Daher ist selbst bei postulierter Kernzerstörung die Wahrscheinlichkeit für mechanisches Tankversagen gering. Lediglich thermisches Versagen (Durchschmelzen) hat eine signifikante bedingte Wahrscheinlichkeit.

Mechanische Energiefreisetzung	Oberschreitenswahrscheinlichkeit pro UKDS in %
< 5o MJ	5.2
< 15o MJ	1.2
< 4oo MJ	o.3

Tabelle 6.1 Wahrscheinlichkeit für Überschreitung einer bestimmten mechanischen Energiefreisetzung

Die Wahrscheinlichkeit für Tankversagen nach Kernzerstörung ergibt sich dann gemäß der folgenden Aufstellung.

Einleitungsereignis	Häufigkeit 1/a	Bedingte Wahrscheinlichkeit für Tankversagen		
		Drehdeckelversagen	mechanisches Tankversagen	therm. Versagen (Durchschmelzen)
UKDS	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-2}$
UWVA	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	0,99
ANWA	$3 \cdot 10^{-7}$	–	0,5	0,5
Insgesamt:	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	$9{,}5 \cdot 10^{-2}$	$2{,}2 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 6.2 Bedingte Wahrscheinlichkeit für Tankversagen

Hier bestätigt sich die Vorstellung,daß thermisches Versagen am ehesten eintritt.Die größte Wahrscheinlichkeit für die Freisetzung von Radioaktivität an die Umwelt ergibt sich gerade dann,wenn zusätzlich das Doppelcontainment des Reaktors versagt zu 3×10^{-7}.Nach Tankversagen ist durch Natriumbrand allerdings fast immer mit Überdruckversagen des Containments zu rechnen.Zum Vergleich wurde für den DWR eine Häufigkeit von etwa 2×10^{-6} pro Jahr und Anlage errechnet.

Ein wesentlicher Grund für diese geringen Häufigkeiten kann darin gesehen werden,daß Kühlmittelverluststörfälle im Schnellen Brüter eine vergleichsweise untergeordnete Bedeutung haben.
Dies ist durch niedrigen Systemdruck im Primärkreislauf,hohen Siedeabstand und die hohe Wärmekapazität des Natriums bedingt.

Es soll nun gezeigt werden,wie der offene Kern in Bezug auf den heutigen Kenntnisstand zur Sicherheit des SNR-3oo phänomenologisch zu bewerten ist.

Strukturierter Phasenablauf und abweichende Charakteristika des offenen Kerns

Die vorangegangene Übersicht gestattet einige Differenzierung bezüglich des offenen Kerns.

Dazu sei vorab festgehalten,welche Merkmale der offenen Kernanordnung die Unterschiede im Störfallverhalten zur Referenz des SNR-3oo ausmachen.

- niedrigere Anreicherung,geringeres Spaltinventar und kleinerer Reaktivitätsüberschuß
- auf etwa 7o % reduzierter Stahlanteil im Kern
- höhere integrale Wärmekapazität und geringerer Druckverlust des Natriums im Kern
- größere axiale vor allem aber auch im intakten Kern radiale Transparenz für jegliche Strömungsvorgänge im Drei-Komponenten / Drei-Phasen Gemisch aus Stahl,Natrium und Brennstoff,welches den Störfallablauf bestimmt.
- Integrierte Absorber-Brennelemente mit geringem Auftrieb
- höherer Doppler-Koeffizient,etwas geringerer Void-Koeffizient

Übersicht

In fortgeschrittenen Störfallphasen,die zumindestens in Grenzfallbetrachtungen einen hohen Anteil aufgeschmolzener oder gesiedeter Komponenten aufweisen,wird eine Unterscheidung zwischen offenem oder konventionellem Kern hinfällig. Der geringere Stahlanteil dürfte dann auf die weitere Entwicklung keinen nennenswerten Einfluß mehr haben.
Die Unterschiede werden sich daher nur in frühen Störfallphasen abzeichnen können,die auf der einen Seite intakte Brennelementkästen und auf der anderen Seite ein offenes Stabgitter voraussetzen.Die Bedeutung der frühen Störfallphasen wird dadurch unterstrichen,daß sich hier bereits entscheidende Verzweigungen ergeben.

Die in Abschnitt V dargelegten Ergebnisse der Einleitungsphase beim offenen Kern seien nun im Sinne einer qualitativen Diskussion in die nachfolgenden Phasen fortgesetzt. Wesentliche Modifikationen im Ablaufdiagramm beziehen sich also auf die frühen Vorgänge.

Einleitungsmechanismen
sind überwiegend von der speziellen Kernkonzeption unabhängig,so daß sich keine markante Verschiebung der Eintrittswahrscheinlichkeiten ergibt.
Da auch Gegenmaßnahmen sowie inhärente Eigenschaften zur Störfallverhinderung oder Begrenzung vergleichbar sind,ist das Spektrum notwendiger Voraussetzungen und entsprechender Typen von Einleitungsmechanismen zu hypothetischen Störfällen gleich.

Der Eintrag einer großen Gasblase in die Spaltzone kann auch beim offenen Kern als nicht denkbar angesehen werden,indem wie beim SNR-3oo ein Gasblasenabscheider angebracht wird. Blasen im Blanket sowie Toträume,wie man sie an den Schikanenstümpfen erwarten könnte,sind durch negative Void-Reaktivität unschädlich und durch konstruktive Gestaltung zur glatteren Strömungsführung sicher vermeidbar.
Auch lokale Überhitzung,die im Schikanenbereich wegen möglicher Rezirkulation diskutiert werden könnte ist auszuschließen,da abgesehen von der geringen thermischen Belastung dieser Positionen Naturkonvektion einen stetigen Ausgleich brächte.Ebenso entfällt als nicht denkbar der Einleitungsmechanismus durch Versagen der axialen oder radialen Kernhalterung mittels konstruktiver Überdimensionierung bezüglich des höchsten Belastungskollektivs.
Die Vorgabe des Ringraums im offenen Kern ermöglicht es, noch innerhalb des radialen Stahlreflektors - etwa als Blockage im Sinne der Schikanenstümpfe - als auch außerhalb des Reflektors Spannringe anzubringen.Die Kernhalterung wird jedenfalls im offenen Kern nicht problematischer.
Der Einleitungsmechanismus durch Absorberstabauswurf gilt beim SNR-3oo als nicht denkbar,weil durch Konstruktion

und Gewicht eine ausreichende hydrodynamische und statische Niederhaltung besteht.Da das Natrium im SNR-3oo entlang der Absorberstäbe nach oben strömt,ist der dynamische Auftrieb dort eher höher als im offenen Kern.Dieser besitzt die Absorberstäbe in den IABE,die umfaßt von natrium-gefüllten Rohren nur geringfügig am Durchsatz beteiligt sind./13/
Eine Verbesserung ergibt sich hinsichtlich der Annahmen einer lokalen Kühlkanalblockage.Wesentlich für die entsprechende Störfallentwicklung im SNR-3oo ist hierbei der überhitzte Bereich hinter der Blockage,der keinen konvektiven Wärmestrom mehr abführen kann,denn im Brennelementkasten kann auch von den Seiten der Nachbarelemente her kein Natrium mehr an diese Stellen gelangen.Vielmehr ist bei überwiegender Blockage eines Kastens der ganze darüber liegende Bereich unzureichend gekühlt.Im offenen Kern sichert der hinzugekommene Freiheitsgrad zur radialen Anströmung für eine Blockage bessere Kühleigenschaften.Allerdings wird auch beim SNR-3oo dieser Einleitungsmechanismus als undenkbar ausgeschlossen.
Ein großes Natrium-Leck ist auch im offenen Kern auszuschließen.Das Niederdrucksystem für den Primärkreislauf läßt einen großen Bruch undenkbar werden.
Der vorgegebene Abstand zur Siedetemperatur kann vom Konzept her beibehalten werden und die Begrenzung des Natrium-Verlustes durch hochliegende Kreisläufe ist auch nicht anordnungsbedingt in Frage zu stellen.
Der Pumpenausfall als typischer Vertreter eines Kühlmitteldurchsatzstörfalls ist vom Kernkonzept völlig unabhängig und behält damit seine Bedeutung.

Für den offenen Kern sollen daher ebenso die drei hypothetischen Störfallklassen LOF,TOP und TOP-LOF postuliert werden. Es wird im folgenden begründet,daß der TOP-Störfall beim offenen Kern noch günstiger verläuft und somit der LOF-Fall wiederum konservativ eingrenzend anzusehen ist.

Es sei an dieser Stelle noch einmal daran erinnert,daß geringerer Druckverlust über die Kernhöhe sowie die höhere Wärmekapazität des Natriums im Kern die Bedeutung der Naturkonvek-

tion steigern,so daß Natrium-Sieden eventuell längere Zeit vermieden werden kann und der Naturumlauf eine ausreichende Kühlung bewirkt,wenn der Rücklauf im radialen Blanket konstruktiv gewährleistet wird.

Die Analyse der frühen Phasen der LOF-Einleitung ist im vorherigen Abschnitt quantitativ diskutiert worden.
Die Folgerungen aus den Resultaten für den offenen Kern lauten

- Natrium-Sieden läuft im offenen Kern kohärenter ab als im Verband einzelner Brennelementkästen
- steile Reaktivitätsrampen sind ebenso wie beim SNR-3oo auszuschließen
- die Anisotropie des Stabgitters prägt eine stark axial ausgerichtete Strömung des Natrium-Dampfes aus.
- auch ohne Brennelementkästen ist wie imSNR-3oo diese Bewegung primär in das obere Kühlmittelplenum gerichtet
- void-induzierte Reaktivitätsrampen sind kohärenter aber betragsmäßig vergleichbar

Insofern wurde der Nachweis erbracht,daß aus der Störfalleinleitung keine wesentlichen Diskrepanzen abzuleiten sind. Verschlechterungen ergeben sich nicht.Der Anschluß an die Sicherheitsanalyse des SNR-3oo ist möglich.

Einleitungsphase

Im weiteren Verlauf der Einleitungsphase wird das Brennstabverhalten bedeutsam.Es wird durch axiale Expansion, Aufbrechen intakter Hüllrohre oder eventuell bereits vorher durch Hüllrohrschmelzen charakterisiert.
Die axiale Expansion wird heute bei Störfällen,die in typischen nicht zu kurzen Zeiträumen verlaufen,als voll ausgeprägt angesehen./23/ Die zugehörige negative Reaktivitätsrückwirkung hat auch beim SNR-3oo mehr als der Doppler-Effekt eine leistungsmildernde Wirkung.Da insgesamt der offene Kern eine geringere Überschußreaktivität besitzt,ist

die Expansionswirkung noch stärker exkursionsmildernd zu erwarten.Die Frage,wie weit die axiale Expansion als Beitrag berücksichtigt werden darf,hängt mit der Verspannung und Verbiegung der Elemente zusammen,die der Expansion mechanischen Widerstand entgegensetzt.Diese Behinderung trifft auf die offenen Elemente deshalb wohl in geringerem Maße zu.Es sei daran erinnert,daß die thermischen Umfangsspannungen auf der Kastenwand zu Verbiegungen anch außen führen.Dies wird im offenen Kernkonzept überwunden.
Für extrem kurze zur Verfügung stehende Zeiträume muß die Trägheit der axialen Expansion berücksichtigt werden.
Da die Störfalleinleitung im offenen Kern gegenüber der des SNR-3oo eher langsamer abläuft,sind die Zeiträume ausreichend, um die Expansion für den offenen Kern zuzulassen.

Versagensposition und Zustand des Brennstoffs im Kern sind für die nachfolgenden Wechselwirkungen zwischen Natrium, Brennstoff und Stahl und so für die weitere Störfallentwicklung entscheidend.Auch im offenen Kern wandert die Position maximaler Hüllrohrtemperatur in die Spaltzone.Eine separate Hüllrohrbewegung - während der Brennstoff noch als Pelletsäule zurückbleibt - bringt an zentralen Kernpositionen positive Reaktivität ein.Dies gilt jedoch nur,solange Dispersion von Brennstoff als Transport aus der Coremitte heraus noch nicht eingesetzt hat.

Gerade bei abwärts gerichteter Bewegung liegt die Gefahr einer im unteren Blanket ausfrierenden Blockage durch Hüllrohrmaterial darin,die nachfolgend einsetzende Brennstoffdispersion durch behinderten Kühlmitteltransport zu unterbinden.Im offenen Kern ist jedoch zu erwarten,daß sich ein Ausgleich über Nachbarelemente einstellt,so daß ab einer gewissen Distanz hinter einer solchen Blockage wieder aufwärts gerichtete Strömung herrscht.

Erfahrungen beim SNR-3oo lehren /23/,daß selbst beim LOF-Störfall Hüllrohrschmelzen und Brennstabversagen in so kurzer Folge eintreten,daß eine separate Hüllrohrbewegung und somit negative Störfallkonsequenzen nicht resultieren.

Die Brennstoffdispersion setzt also auch im offenen Kern ein.Als wichtigster Verzweigungspunkt in dieser Phase gilt, ob die Dispersion soviel Brennstoff austragen kann,daß eine unterkritische Konfiguration zurückbleibt oder nicht.
Dies würde eine Beendung des Störfalls in der Phase früher Abschaltung bedeuten.Für den TOP-Störfall ist im offenen Kern mehr als beim SNR-3oo dieser Verlauf als der Referenzfall anzusehen.Da die Leistungsexkursion bei 1oo % Kühlmitteldurchsatz stattfindet,schmilzt der Brennstoff vor Hüllrohrversagen auf.Bei Versagen austretende Brennstoffpartikel werden im Kühlmittel ausgeschwemmt.Da der offene Kern transparenter ist,ist die Dispersionswirkung effektiver.
Der TOP-Störfall wird also seinen erwarteten Verlauf von der Einleitungsphase in die Phase früher Abschaltung nehmen.

Beim LOF-Störfall findet Brennstabversagen in weitgehend gevoideten Bereichen statt.Dispersion wird dann durch die Natrium-Dampf Strömung und im abgebrannten Kern durch das Potential des freigesetzten Spaltgasinnendrucks bewirkt.
Radiale Dispersion kann in dieser Phase für den SNR-3oo überhaupt nicht angenommen werden.Durch die Kästen wird die Strömung weiterhin in rein axialer Richtung geführt.Dagegen ist beim offenen Kern radiale Dispersion jederzeit gegeben.
Allerdings muß dabei beachtet werden,daß radiale Strömungswege wegen der Anisotropie des Stabgitters gegenüber axialen benachteiligt sind.Die Frage der Eindringtiefe des Brennstoffs in äußere radiale Bereiche ist daher quantitativ schwer zu beantworten.Die Begrenzung der Dispersion auf diskrete Brennelemente ist jedoch hinfällig.

Im SNR-3oo wird die Gefahr des Ausfrierens von dispergiertem Brennstoff an Stahl als Wärmesenke gesehen.Dadurch würde die Dispersion unterbrochen und das Rekritikalitätspotential für eine Sekundärexkursion erhöht,da Rekompaktionen von Brennstoff denkbar wären.
Der offene Kern hat 3o % weniger Stahlanteil.Darüberhinaus ist der verbleibende Stahlanteil auf wesentlich höherem Temperaturniveau als die Brennelementkästen,da er hauptsächlich durch die Hüllrohre gestellt wird.Deshalb bietet der

offene Kern weniger Potential für eine Wärmesenke an Stahl. und somit für Rekritikalitäten.Eine Unterbrechung der Dispersion ist weniger wahrscheinlich.Nimmt man das vergrößerte Abschaltpotential durch freiere Dispersion hinzu,so ergeben sich Vorteilefür den offenen Kern.Die Wichtung der Verzweigungen aus der Einleitungsphase verschiebt sich zugunsten der Phase früher Abschaltung.Die Wahrscheinlichkeit für eine frühe Störfallbeendung steigt.Beim SNR-3oo führt der erwartete Verlauf für LOF über die Phase integraler Materialbewegung und milder Entladung.Ob die eben genannten verbesserten Eigenschaften ausreichen,um den erwarteten Verlauf im LOF-Störfall beim offenen Kern in der Phase früher Abschaltung zu sehen,kann nur quantitativ beantwortet werden. Die Möglichkeit kann aber in Betracht gezogen werden.

Übergangsphase im offenen Kern ?

Das geringere Rekritikalitätspotential und die Tatsache, daß eine Beschränkung der Schäden auf einzelne Elemente wegen der fehlenden Kästen ohnehin nicht vorliegt,erübrigt Voraussetzungen,die zur Definition der Übergangsphase dienten. Der Beginn der Übergangsphase wurde durch weitgehend erhaltene Brennelementstrukturen charakterisiert.(vgl. Abb. 6.3) Im weiteren war die Übergangsphase durch thermisches Versagen der Kastenintegrität gekennzeichnet.Fließvorgänge und radialer Druckausgleich beschleunigen dann im SNR-3oo die Zerstörung von Nachbarelementen und öffnen erst dann auch radiale Entladewege.Zusammengenommen bezeichnet die Phase also den Übergang von intakter Geometrie zu größerer Zerstörung.

Dieser Übergang ist im offenen Kern nicht mehr sinnvoll.

Ausgleichvorgänge und Dispersion sind im offenen Kern zu jeder Zeit von Störfallbeginn an auch radial über die Brennelementgrenzen hinaus vorhanden,so daß ein Zwischenzustand entfällt.Die Struktur des Phasenablaufdiagramms muß deshalb modifiziert werden.

Kommt es nicht schon von der Einleitung aus zur Phase früher Abschaltung,so wird unmittelbar danach ein größerer Bereich durch Natrium-Sieden und Brennstabversagen als zusammenhängendes,siedendes Materialgemisch erscheinen.Reicht hier die Dispersion nicht zur Abschaltung aus,so ist damit ein Pool zu erwarten,der bereits der Phase integraler Materialbewegung zuzuordnen ist.
Im energetischen Grenzfall bleibt noch die Möglichkeit,bei extremen Reaktivitätsrampen in die Disassembly-Phase zu gelangen.Statt der Obergangsphase bleibt eine Verzweigung direkt aus der Einleitungsphase,die beim offenen Kern in die drei Folgephasen früher Abschaltung,integraler Materialbewegung oder energetischen Disassembly-Vorgangs mündet.

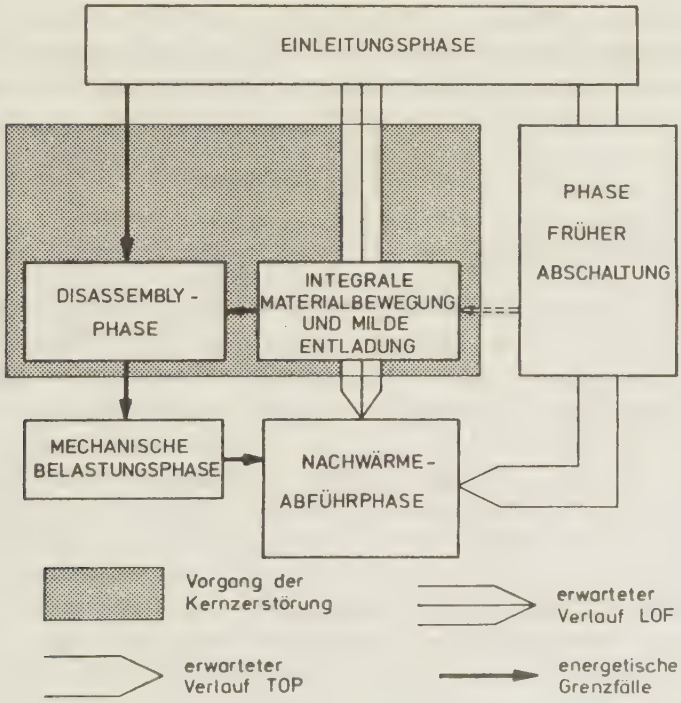


Abb. 6.7 Strukturiertes Phasenablaufdiagramm im offenen Kern

In gewissem Sinne muß die Übergangsphase außerdem als artifiziell geschaffen angesehen werden.Stark vereinfachende geometrische Verhältnisse bei Unterkanalanalysen (eindimensional) konnten am Ende der Einleitungsphase nicht mehr als aussagefähig gelten.Deshalb wurden Umschlagpunkte definiert,an denen ohne genauere Kenntnis per Datenübergabe von einem einfachen Code aus der Einleitungsphase zur Disassembly-Phase umgeschaltet wurde.
Dieses Problem kann sich beim offenen Kern nicht stellen,da für die Einleitungsphase wie für die Auslegung eine mindestens zweidimensionale Modellierung benötigt wird.
In einer möglichen Weiterentwicklung des vorgestellten Analyseverfahrens für Störfallphasen des offenen Kerns entfiele ein solches Umschalten während einer Übergangsphase.

Neuere Entwicklungen in den USA,wie auch NATOF für die Einleitungsphase und das mittlerweile in Deutschland vom LANL übernommene SIMMER /3/,/7/ ,das die Disassembly-Phase mit guten Ergebnissen verifzierbar darstellt,beweisen den Trend zu "whole-core" Analyse,die für den offenen Kern Notwendigkeit sind.

Spätere Störfallphasen

Sieht man zunächst von energetischen Grenzfällen ab,so ist das Gewicht zugunsten des Verlaufs in die Phase früher Abschaltung verschoben.Geschieht diese Abschaltung aber nicht - etwa begründet durch Blockagebildung im unteren Kernbereich - so kommt es zur Bildung von siedenden Pools,die Krusten erzeugen und bei vorwiegend nach oben offenen Entladewegen gleich die Phase integraler Materialbewegung einleiten.
Dann wird eine Unterscheidung zwischen dem SNR-3oo und dem offenen Kern im hohen Maße willkürlich.Denn entstandene Pools differenzieren sich höchstens noch durch den geringeren Stahlanteil.Ergebisse sind qualitativ übertragbar.Der Pool hat selbst-regulierende Eigenschaften.Die Entstehung von Ausströmöffnungen ist zu erwarten,Somit ist die Möglichkeit einer direkten Entladung des Brennstoff-Stahl Gemisches ins obere Plenum gegeben.Die Entladung ist nur schwach energetisch.

Nur die Disassembly-Phase,die als energetischer Grenzfall angesehen wird,rechtferigt noch den Begriff der Bethe-Tait Exkursion.Sie wird bei extremen Temperaturen nach Aufbau von Brennstoffdampfdrücken durch mechanische Kernzerlegung beendet. In Anbetracht des hohen Zerstörungsgrades sind dann auch wegen der quantitativen Unsicherheiten Unterscheidungen der beiden Kernanordnungen unerheblich.

Zusammenfassung

Das qualitative Störfallverhalten des offenen Kerns läßt sich aus dem Gesagten bewerten.

- das Spektrum der Einleitungsmechanismen ist gleich dem des SNR-3oo
- Schlüsselphänomene sind in analoger Weise gültig
- der Störfallverlauf ist von Beginn an kohärenter zu erwarten,da sich Siedezonen integral ausbreiten und radiale Bewegung auch für den Brennstoff jederzeit möglich ist
- die Übergangsphase entfällt
- steile Reaktivitätsrampen sind nicht zu erwarten
- das Gewicht der Verzweigungen aus der Einleitungsphase wird zugunsten der Phase früher Abschaltung verschoben
- Dispersion ist besser und früher möglich und das Rekritikalitätspotential ist geringer
- energetische Verläufe sind mehr noch nur unter pessimistischen Annahmen denkbar,unterscheiden sich aber nicht.

Für die Risikobetrachtung,die letztlich den Maßstab setzt, ergeben sich einige positive Aspekte,da die Wahrscheinlichkeit milder oder früh abschaltender Verläufe ansteigt.

Der Anschluß an die SNR-3oo Sicherheitsanalyse ist qualitativ möglich.Er läßt abgesehen von Nuancen für den offenen Kern gewiß keinerlei deutlich ungünstigere Aspekte erkennen.

Schlußfolgerungen für das neue Konzept

und

Perspektiven

Schlußfolgerungen und Perspektiven

Diese Arbeit liefert einen Beitrag zur Entwicklung eines Neukonzepts für den Kern eines Schnellen Brutreaktors mit offenen Brennelementen.
Sie schließt sich an eine neutronenphysikalische Berechnung an und zeigt,daß eine thermohydraulische Auslegung auch unter Verzicht auf Brennelementkästen durch mäanderförmige Strömungsführung möglich ist.(vgl. BASLER /2/) Darüberhinaus wird qualitativ und quantitativ aufgezeigt,daß den neutronenökonomischen Vorteilen keine gravierenden sicherheitstechnischen Nachteile gegenüberstehen.

Zur theoretischen Analyse mußte ein geeignetes zweidimensionales Verfahren neu entwickelt werden.Dazu wird der Reaktorkern als porös durchströmter Körper aufgefaßt im Sinne eines Quasi-Kontinuums.Durch Anwendung dieser Vorstellung auf die Besonderheiten des Stabgitters ergibt sich eine modifizierte Form der Navier-Stokes Gleichung.Erste konstruktive und neutronenphysikalische Ergebnisse und Festlegungen des offenen Kerns wurden in die Analyse mit aufgenommen.Die strömungsführenden Kerneinbauten wurden geeignet in den allgemeinen Formalismus integriert und in ein effizientes Lösungsverfahren umgesetzt.Die für stationäre und instationäre Anwendungen erprobte Lösung ist insbesondere in der Lage,das anisotrope Widerstandsverhalten des Stabgitters auch am Obergang zwischen Zonen unterschiedlicher Porosität richtig zu beschreiben.
Die thermohydraulische Auslegung des kastenlosen Kerns wurde damit prinzipiell machbar.Tendenzen der Parametervariationen wurden aufgezeigt.
Detaillierte Festlegungen und die Klärung von Einzelfragen sind in dieser Arbeit noch ausgeklammert.Insofern können einige quantitative Aussagen nur als vorläufig im Sinne des Konzepts gelten.

Die Erwartungen an das Konzept haben sich insgesamt weiter bestätigt und eine technische Realisierbarkeit ist erkennbar.

Auch die sicherheitstechnische Bewertung ergibt keinerlei Anhaltspunkte für Nachteile des kastenlosen Kerns. Natrium-Sieden läuft räumlich und zeitlich kohärenter ab, als es im Verband einzelner Brennelementkästen der Fall ist. Da die spezifischen Reaktivitätskoeffizienten des offenen Kerns etwas milder ausfallen als die des SNR-3oo Mark Ia, ist auch für den offenen Kern nicht mit steilen Reaktivitätsrampen zu rechnen.

Im Rahmen einer qualitativen Diskussion wird für den offenen Kern der Anschluß an die detailliert geführte Sicherheitsanalyse des SNR-3oo hergestellt.Diese Argumentation läßt insgesamt einige positive Aspekte erkennen,die eine mildere Störfallentwicklung zur Folge haben.

Eine weitere Auseinandersetzung mit dem Konzept des offenen Kerns scheint daher gerechtfertigt.Allgemein angestellte Überlegungen zu heterogenen Kernaufbauten,die sich durch hohe Brutrate und wesentlich günstigeren Void-Koeffizienten auszeichnen,wären konsistent im Sinne einer offenen Anordnung integrierbar.

Weitere Aufgaben und Perspektiven liegen in der experimentellen Überprüfung des eingeführten Verfahrens,sowie der eventuellen Erweiterung auf kompressible und zweiphasige Bedingungen.Gleichzeitig müßten auf der Basis des bisher vorvorliegenden Entwicklungsstandes genauere konstruktive und physikalische Festlegungen getroffen werden.

Zur Analyse späterer Störfallphasen wird das Programmsystem SIMMER ein geeignetes Hilfsmittel sein,um die hier zunächst qualitativ geführte Sicherheitsargumentation zu untermauern.

Die thermohydraulische Analyse zeigt,daß die gegebene Anordnung auch mit höherer Leistungsdichte betrieben werden könnte. Überlegungen in dieser Richtung sind wünschenswert und kämen einer verbesserten Wirtschaftlichkeit zu Gute.

Literaturreferenzen

/ 1 / G.Angerer,G.Arnecke et al.
SAS3DC Ein Programmsystem zur Analyse von Störfällen in schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren

KfK 3101 Februar 1981
Kernforschungszentrum Karlsruhe

/ 2 / M.Basler
Dissertation in Vorbereitung
Ruhr-Universität Bochum

/ 3 / C.R.Bell,P.B.Bleiweis,J.E.Boudreau,F.R.Parker
L.L.Smith
SIMMER-1 An S_n,Implicit,Multifield,Multicomponent Eulerian,Recriticality Code for LMFBR Disrupted Core Analysis

LA-NUREG Informal Report NRC-7 January 1977
Los Alamos Scientific Laboratory

/ 4 / P.B.Bleiweis,D.Okrent et al
A Comparison Study and Analysis of Models for 1000 MWe and 4000 MWe LMFBR Hypothetical Accidents
Proc. Fast Reactor Syfety Meeting April 1974
Beverly Hills,California ANS Conf. 740404-P2

/ 5 / H.Böttgenbach
Messungen von Strömungsfeldern in engen Stabbündeln zur Überprüfung einer anisotropen Strömungsfeldtheorie

Dissertation,Ruhr-Universität Bochum 1977

/ 6 / M.Bottoni
persönliche Mitteilung 1981
IRE, Kernforschungszentrum Karlsruhe

/ 7 / J.E.Boudreau,C.R.Bell
SIMMER-1 Accident Consequence Calculations
Trans. Am. Nucl. Soc. 27 1977

/ 8/ B.T.Chao,W.T.Sha
Conservation Equations for Finite Control Volume Containing Single-Phase Fluid with Fixed,Dispersed Heat-Generating Solids
NUREG/CR-o945 July 1979

/ 9/ B.T.Chao,W.T.Sha
Local Volume-Averaged Transport Equations for Single-Phase Flow in Regions Containing Fixed Dispersed Heat-Generating Solids
NUREG/CR-1969 April 1981

/1o/ H.M.Domanus,W.T.Sha
COMMIX-2 A Steady/Unsteady Single-Phase/Two-Phase Three Dimensional Computer Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Reactor Components
NUREG/CR-18o7 October 198o ANL-81-1o

/11/ E.A.Fischer,R.Fröhlich et al.
Ausarbeitung zur Behandlung hypothetischer Störfälle in natriumgekühlten schnellen Brut-reaktoren dargestellt am Beispiel des SNR-3oo
Deutscher Bundestag Vorlage der Enquete-Kom.

/12/ R.Fröhlich,D.Struwe et al.
Das Verhalten von frei beweglich werdenden Kern-materialien nach nuklearen Leistungsexkursionen als Folge eines Kühlmittelverluststörfalls im Kernkraftwerk Kalkar
Primärbericht April 1979 Kernforschungszentrum Kernforschungszentrum Karlsruhe

/13/ S.Goswami
Entwicklung und Untersuchung eines Steuer- und Abschaltorgans für einen Schnellen Brutreaktor mit offenem Kern
Dissertation,Ruhr-Universität Bochum 1983

/14/ M.R.Granziera,M.S.Kazimi
A Two-Dimensional,Two-Fluid Model for Sodium Boiling in LMFBR Fuel Assemblies

Energy Laboratory Report May 198o
MIT Cambridge Massachusetts

/15/ G.Heusener,G.Kessler
Analysis of Hypothetical Accidents for SNR-3oo
PSB,Kernforschungszentrum Karlsruhe Sept. 1973

/16/ D.Hollenhorst
Experimentelle Bestimmung und Darstellung des Widerstandstensors für Strömungen durch enge Stabgitter
Dissertation in Vorbereitung

/17/ I.E.Idel'chik
Handbook of Hydraulik Resistance NTIS
Israel Program for Scientific Translations 1966

/18/ M.S.Kazimi
persönliche Mitteilung Juni 1982
MIT Cambridge Massachusetts

/19/ K.Köberlein
Risikoorientierte Analyse zum SNR-3oo
GRS-Garching SNR-Risikostudie
Atomwirtschaft August/September 1982

/2o/ W.Loer
Untersuchung eines Schnellen Brüter Kerns mit kastenlosen Elementen anhand einer neutronenphysikalischen Kernauslegungsrechnung und einer vergleichenden Bewertung der resultierenden Eigenschaften.
Dissertation,Ruhr-Universität Bochum 1983

/21/ K.Rehme
Systematische experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit des Druckverlustes von der geometrischen Anordnung für längsdurchströmte Stabbündel mit Spiraldrahtabstandshaltern
Dissertation,Universität Karlsruhe 1967

/22/ P.J.Roache
Computational Fluid Dynamics
Albuquerque,New Mexico 1976

/23/ P.Royl
Untersuchungen zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im abgebrannten MARK Ia Kern des Kernkraftwerks Kalkar
KfK 2845 Dezember 1979
Kernforschungszentrum Karlsruhe

/24/ W.T.Sha
An overview of Rod-Bundle Thermal-Hydraulic Analysis
NUREG/CR-1825 November 198o ANL-79-1o

/25/ VDI-Wärmeatlas Auflage 3 1977 (LD1 - LD3)

/26/ J.Winter
Experimentelle Ermittlung von Stromlinien in einem engen Brennstabgitter mit Schikanen zur Überprüfung einer anisotropen Widerstandshypothese
Dissertation,Ruhr-Universität Bochum 1978

/27/ W.J.Wnek,J.D.Ramshaw et al.
Transient Three Dimensional Thermal-Hydraulic Analysis of Nuclear Reactor Fuel Rod Arrays
General Equations and Numerical Scheme
Aerojet Nuclear Company November 1975

/28/ A.Ziegler
Strömungsfeld in Reaktoren mit offenen Brennelementen
Atomkernenergie 27 1976 S. 12o - 124

/29/ A.Ziegler
Ein neues Konzept für den natriumgekühlten Schnellen Brüter
Brennstoff-Wärme-Kraft 35 1983 s. 5o - 55

Lebenslauf

Heiner B e n t e ,	geboren am 4. Februar 1956 in Bochum
1962 - 1966	Besuch der Grundschule in Bochum
1966 - 1974	Besuch des neusprachlichen Zweiges des Graf-Engelbert Gymnasiums in Bochum bis zur Reifeprüfung im Juni 1974
1974	Verpflichtung zum Dienst im Zivilschutz und Aufnahme des Studiums der Geophysik
1976	Vordiplom in Geophysik und Physik
1976 - 1978	Weiterstudium der Kernphysik
1978 - 1979	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrum Karlsruhe Direktor: Prof.Dr.rer.nat. B. Zeitnitz

Seit November 1979 zunächst für ein Jahr mit der Verwaltung einer Wissenschaftlichen Assistentenstelle beauftragt. Danach als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Reaktortechnik,Institut für Energietechnik,der Ruhr-Universität Bochum,Lehrstuhlinhaber: Prof.Dr.rer.nat. A. Ziegler.